Office - Peters

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 20. Ausgegeben am 15. Oktober 1927. No. 744. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Schulze, Die thermische Ausdehnung der Kobalt—Nickel-, Kobalt—Eisen- und Eisen—Nickel-Legierungen. S. 669—673.

O. Klemperer, Hochspannungsvoltmeter. S. 673—674.

L. Courvoisier, Über die Translationsbewegung der Erde im Lichtäther. S. 674—680.

J. J. Tichanowsky, Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre. S. 680—688.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

L. S. Ornstein, Methoden und Resultate der Intensitätsmessung. S. 688—696.

R. Fürth, Über die Messung von elektromotorischen Kräften mikroskopisch kleiner Elemente. S. 697—698.

Besprechungen:

R. Carnap, Physikalische Begriffsbildung. S. 698—699.

F. Kohlrausch, Probleme der γ-Strahlung. S. 699.

R. Mecke, Leitfaden der praktischen Experimentalphysik für Vorlesung und Unterricht. S. 699—700.

H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen. S. 700.

C. Gifford, Lens computing by trigonometrical trace. S. 700.

Angebote. S. 700.

Personalien. S. 700.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von Gebrüder Borntraeger in Berlin, betreffend: Boegehold, Geometrische Optik und von der Akademischen Verlagsges. m. b. H. in Leipzig, betreffend: Physikalische Werke.

Röntgen-Einrichtungen

und Zubehör für

Materialuntersuchungen

KOCH & STERZEL

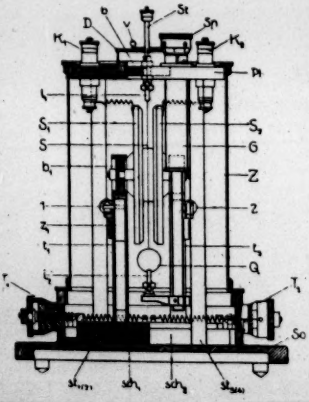
AKTIENGESELLSCHAFT * DRESDEN

Man verlange unsere Druckschriften oder Vertreterbesuch
Vertretungen an allen größeren Plätzen des In- und Auslandes

B 101

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923.
Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 20. 15. Oktober 1927. Redaktionsschluß für No. 22 am 5. November 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Schulze, Die thermische Ausdehnung der Kobalt—Nickel-, Kobalt—Eisen- und Eisen—Nickel-Legierungen. S. 669.

O. Klemperer, Hochspannungsvoltmeter. S. 673.

L. Courvoisier, Über die Translationsbewegung der Erde im Lichtäther. S. 674.

J. J. Tichanowsky, Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre. S. 680.

Vorträge und Diskussionen des IV. Deutschen Physikertages in Kissingen vom 18.—24. September 1927:

L. S. Ornstein, Methoden und Resultate der Intensitätsmessung. S. 688.

R. Fürth, Über die Messung von elektromotorischen Kräften mikroskopisch kleiner Elemente. S. 697.

Besprechungen:

R. Carnap, Physikalische Begriffsbildung. S. 698.

F. Kohlrausch, Probleme der γ-Strahlung. S. 699.

R. Mecke, Leitfaden der praktischen Experimentalphysik für Vorlesung und Unterricht. S. 699.

H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen. S. 700.

C. Gifford, Lens computing by trigonometrical trace. S. 700.

Angebote. S. 700.

Personalien. S. 700.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die thermische Ausdehnung der Kobalt—Nickel-, Kobalt—Eisen- und Eisen—Nickel-Legierungen.

Von Alfred Schulze.

(Mitteilung a. d. Physikal.-Techn. Reichsanstalt.)

Die drei binären Legierungssysteme aus den ferromagnetischen Metallen Kobalt, Nickel und Eisen nehmen hinsichtlich der thermischen Ausdehnung eine Sonderstellung ein. Während nämlich bei anderen Legierungssystemen (im kristallisierten Zustande) Verbindungsbildung im allgemeinen sich nur durch kleine Unstetigkeiten in der Ausdehnungskurve (dargestellt als Funktion der Konzentration) bemerkbar macht, treten bei diesen ferromagnetischen Legierungen die Verbindungen durch scharfe Spitzen hervor. Aus diesem Grunde dürfte es von Interesse sein, über die Messungen zu berichten, die an den drei binären Systemen ausgeführt sind.

Die Ausdehnungsbestimmungen erfolgten nach der Rohrmethode[1]) zwischen Zimmertemperatur und dem Wassersiedepunkt. Hierbei befand sich der Versuchsstab in einem Umhüllungsrohr aus Jenaer Glas 59^{III} und ruhte auf einer im Boden des Rohres eingeschmolzenen stumpfen Spitze. Auf die obere Fläche des Versuchsstabes setzte sich ein Glasstab aus demselben Jenaer Glas 59^{III} wiederum mit einer stumpfen Spitze auf, der bis an das Ende des Umhüllungsrohres reicht. Beide sind auf einen halbkreisförmigen Querschnitt abgeschliffen. Auf den oberen Schlifflächen sind Teilungen angebracht, aus deren Verschiebung gegeneinander die relative Ausdehnung des Versuchsstabes gegen das Umhüllungsrohr ermittelt werden kann. Mit Hilfe der Werte, die die Formel[1]):

$$\Delta l = 0{,}5833 \cdot \tau + 0{,}00881\,\tau^2$$

$\left(\Delta l = \text{Längenänderung in } \frac{\text{mm}}{\text{m}},\ \tau = \frac{t^0}{100}\right)$ für

die Ausdehnung des Glases 59^{III} ergibt, konnte der absolute Wert der Ausdehnung des Versuchsstabes berechnet werden. Die Beobachtungen wurden bei Zimmertemperatur im Wasserbad, bei 100° im Wassersiedeapparat ausgeführt. Die Meßgenauigkeit beträgt etwa 1 Proz.

Kobalt—Nickel.

Die Kobalt—Nickel-Legierungen sind von der Firma Friedrich Krupp in Essen hergestellt, und zwar in Form von Stäben (mit einer Länge von 300 mm und einem Durchmesser von 6 mm). Sie sind sämtlich bei 800° C geglüht. Infolge des geeignet gewählten Manganzusatzes ließen sich sämtliche Legierungen schmieden. Ihre genaue chemische Zusammensetzung, wie sie bei Krupp ermittelt ist, ist in der folgenden Tabelle I angegeben.

1) F. Henning, Ann. d. Phys. (4) **22**, 631, 1907.

1) L. Holborn und E. Grüneisen, Ann. d. Phys. (4) **6**. 136, 1901.

Tabelle I.

Die chemische Zusammensetzung der Kobalt—Nickel-Legierungen.

Guß-nummer	Soll-gehalt Co	Soll-gehalt Ni	Analyse in Proz. C	Si	Mn	Co	Ni	Fe	Σ
5653	10	90	0,09	0,18	0,75	10,2	87,6	1,13	99,95
5666	20	80	0,04	Spur	0,60	20,1	76,4	2,9	100,04
5669	30	70	0,05	0,03	0,64	29,1	69,9	0,6	100,32
5670	40	60	0,02	Spur	0,62	37,7	60,8	1,2	100,34
5654	50	50	0,04	0,09	0,55	49,1	48,6	1,56	99,94
5663	60	40	0,04	0,02	1,71	62,0	35,2	1,4	100,37
5684	70	30	0,04	Spur	1,51	67,5	28,0	2,8	99,85
5698	80	20	0,22	0,04	0,82	79,2	19,0	0,60	99,88
5699	90	10	0,05	0,04	0,84	88,8	9,8	0,40	99,93
5656	100	0	0,02	0,03	0,26	99,2	—	0,47	99,98

Die Meßergebnisse sind in der Tabelle II zusammengestellt; hierbei ist zunächst der lineare Ausdehnungskoeffizient β und dann die thermische Ausdehnung bezogen auf $\frac{mm}{m}$, in dem Temperaturgebiet zwischen 20° und 100° angegeben. In der Fig. 1 sind die Ausdehnungskoeffizienten in Abhängigkeit vom Prozentgehalt an Kobalt dargestellt.

Tabelle II.

Die thermische Ausdehnung der Kobalt—Nickel-Legierungen.

Gewichtsproz. Co	Atomproz. Co	$\beta \times 10^6$ zwischen 20° u. 100° C	$\frac{\Delta l}{l}$ in $\frac{mm}{m}$ zwischen 20° u. 100° C
0	0	12,64[1])	1,011[1])
10,2	10,2	13,82	1,105
20,1	20,0	16,11	1,289
29,1	28,9	12,08	0,967
37,7	37,4	11,20	0,896
49,1	49,0	13,06	1,045
62,0	61,6	12,55	1,075
67,5	67,4	12,13	0,970
79,9	79,4	14,98	1,198
88,8	88,8	10,66	0,853
99,2	99,2	12,55	1,004

Wie ersichtlich traten hier in der Ausdehnungskurve drei scharfe Spitzen hervor. Konstitutionsuntersuchungen auf Grund der Messung der elektrischen Leitfähigkeit[2]) deuten auf das Vorhandensein der drei intermediären Kristallarten

$$Ni_3Co,\ NiCo,\ NiCo_3$$

hin, die sich mithin bei der thermischen Ausdehnung ebenfalls deutlich bemerkbar machen.

1) Der hier angegebene Ausdehnungskoeffizient bezieht sich auf Nickel von der Firma W. C. Heraeus in Hanau.

2) A. Schulze, Zeitschr. f. techn. Physik **8**, 423, 1927.

Zu erwähnen ist nur, daß die Lage der mittleren Spitze gegenüber der Leitfähigkeitskurve ein wenig verschoben ist, was auf den Umstand zurückzuführen ist, daß der Kurvenverlauf zu dieser Spitze sehr unsicher ist, da in diesem Konzentrationsgebiet nur wenig Ausdehnungsmessungen ausgeführt werden konnten. Im übrigen besteht vollständige Analogie mit der Kurve der elektrischen Leitfähigkeit.

Kobalt—Eisen.

Die Kobalt—Eisen-Legierungen stammen ebenfalls von der Firma Friedrich Krupp in Essen. Die Stäbe haben dieselben Dimensionen wie die der Kobalt—Nickel-Legierungen und sind durchweg bei 800° C geglüht. Ihre chemische Zusammensetzung ist in der folgenden Tabelle III angegeben. Die Ergebnisse der Ausdehnungsmessungen, die in derselben Weise, wie oben beschrieben, zwischen 20° und 100° C ausgeführt sind, finden sich in Tabelle IV, ihre graphische Darstellung in Fig. 2.

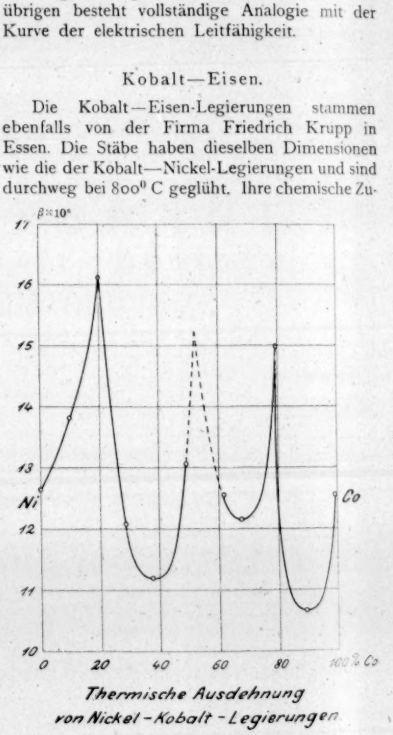


Fig. 1.

Hier fällt das Vorhandensein dreier Spitzen auf. Während diese bei den Kobalt—Nickel-Legierungen nach oben gerichtet sind, liegen sie bei diesem Legierungssystem nach unten. Sie deuten das Auftreten dreier Verbindungen an, wie sie bereits bei den Konstitutionsunter-

Tabelle III.

Die chemische Zusammensetzung der Kobalt—Eisen-Legierungen.

Gußnummer	Sollgehalt Co	Sollgehalt Fe	Analyse in Proz. C	Si	Mn	Co	Fe	Σ
5665	10	90	0,04	Spur	0,80	12,6	86,5	99,94
5673	20	80	0,06	„	0,90	21,0	78,0	99,96
5674	30	70	0,09	„	0,90	30,6	68,3	99,89
5845	35	65	0,07	0,05	0,36	34,8	64,7	99,98
5675	40	60	0,05	Spur	0,82	39,7	59,4	99,97
5874	45	55	0,08	0,02	0,89	44,3	54,7	99,99
5664	50	50	0,10	Spur	0,96	52,4	46,5	99,96
5875	55	45	0,05	0,02	1,18	53,6	45,1	99,95
5676	60	40	0,09	Spur	0,98	60,7	38,2	99,97
5876	65	35	0,02	0,02	0,75	65,2	34,0	99,99
5685	70	30	0,04	Spur	0,03	70,4	28,5	99,87
5697	80	20	0,05	0,03	0,87	79,0	20,0	99,95
5663	90	10	0,08	Spur	1,20	88,3	10,4	99,98
5656	100	0	0,02	0,03	0,26	99,2	0,47	99,98

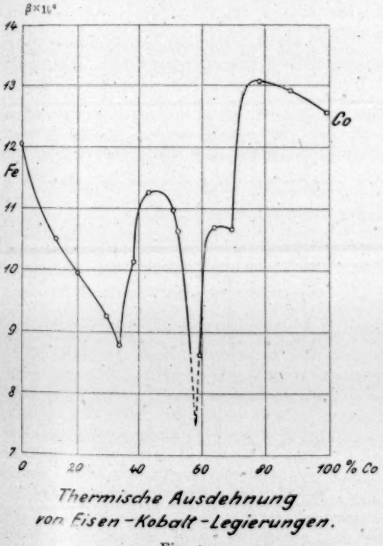


Fig. 2.

suchungen mit Hilfe der elektrischen Leitfähigkeit besprochen sind[1]). Wahrscheinlich ist die Spitze bei 66 Atomproz. Kobalt ebenso deutlich ausgeprägt, wie die beiden anderen; dies konnte jedoch aus den wenigen Beobachtungspunkten nicht mit Sicherheit geschlossen werden. Der Punkt bei 38,4 Atomproz. Kobalt fällt etwas aus der Kurve heraus; wahrscheinlich ist bei 40 Proz. Kobalt ebenfalls eine Spitze vorhanden[2]),

1) A. Schulze, Zeitschr. f. techn. Physik **8**, 423, 1927.
2) A. Schulze, Zeitschr. f. techn. Physik (im Druck).

wie sie z. B. bei der Magnetostriktion gefunden ist. K. Honda und Y. Okubo[1]), die die thermische Ausdehnung dieses Systems an allerdings nur wenigen Legierungen untersucht haben, finden im großen und ganzen denselben Kurvenverlauf, jedoch ohne die Spitzen.

Tabelle IV.

Die thermische Ausdehnung der Kobalt—Eisen-Legierungen.

Gewichtsproz. Co	Atomproz. Co	$\beta \times 10^6$ zwischen 20° und 100° C	$\frac{\Delta l}{l}$ in $\frac{mm}{m}$ zwischen 20° und 100° C
0	0	12,05[2])	0,964[2])
12,6	12,0	10,52	0,842
21,0	20,1	9,96	0,797
30,6	29,5	9,26	0,740
34,8	33,6	8,77	0,701
39,7	38,4	10,15	0,812
44,3	43,0	11,27	0,903
52,4	51,1	10,98	0,879
53,6	52,3	10,64	0,852
60,7	59,4	8,64	0,691
65,2	64,0	10,70	0,857
70,4	69,4	10,67	0,854
79,4	78,2	13,06	1,045
88,3	87,8	12,92	1,025
99,2	99,2	12,55	1,004

Eisen—Nickel.

Das dritte hierzugehörige System sind die Eisen—Nickel-Legierungen. Allerdings ist über die thermische Ausdehnung derselben bereits einiges veröffentlicht; doch empfiehlt es sich, noch einiges im Zusammenhang mit den beiden anderen Systemen zu bemerken.

Die hierfür benutzten Stäbe hatten eine Länge von 330 mm und einen Durchmesser von 6 mm. Das Eisen (Elektrolyteisen) und das Nickel (in Form eines Ellipsoids) stammen von der Firma W. C. Heraeus in Hanau; die Legierungen sind von der Glockenstahlwerk-A. G. zur Verfügung gestellt. Ihre chemische Zusammensetzung ist in Tabelle V angegeben.

Vor dem Beginn der Messungen sind die Stäbe auf 900° erwärmt und dann langsam abgekühlt. Die Versuchsergebnisse sind in Tabelle VI zusammengestellt; ihre graphische Darstellung findet sich in Fig. 3.

Hiernach nimmt die thermische Ausdehnung — beginnend von reinem Nickel — mit wachsendem Eisengehalt ab, bis sie beim Invar ihr Minimum erreicht. Auch von der Seite des reinen Eisens aus fällt die Ausdehnungskurve,

1) K. Honda u. Y. Okubo, Science Reports of Tôhoku Univ. Nr. 13, 101, 1924.
2) Der Eisenstab ist Elektrolyteisen von der Firma W. C. Heraeus in Hanau.

Tabelle V.

Chemische Zusammensetzung der Eisen—Nickel-Legierungen in Gewichtsprozenten.

Bezeichnung	*Ni*	*Mn*	*C*	*Si*	Bemerkungen
V 160	—	—	—	—	Elektrolyteisen
V 233	3,15	0,38	—	0,02	Rest Eisen
V 221 (76 *C*) . .	11,4	0,6	0,03	0,02	„ „
V 224	21,02	0,62	0,01 bis 0,02	0,02	„ „
V 234 (117 *A*) .	29,7	0,71	—	0,04	„ „
V 219 (74 *C*) . .	31,3	0,78	0,02	0,02	„ „
V 220 *C* (75 *C*) .	41,5	1,5	0,02	0,02	„ „
V 225 *C* (85 *C*) .	50,6	1,04	0,01	0,01	„ „
V 226 *C* (87 *C*) .	61,1	1,5	0,02	0,01	„ „
V 222 *C* (77 *C*) .	69,5	1,74	0,01	0,02	„ „
V 238 *C* (123 *C*) .	77	1,4	—	—	„ „
V 243 *A* (135 *A*) .	79,43	1,68	0,01	0,05	„ „
V 223 *A* (79 *A*) .	82,5	1,7	0,01 bis 0,02	0,01	„ „
V 235 *A* (2 *A*) .	89,6	1,5	—	Spur	„ „
V 194	99,2	0,7	—	—	

Tabelle VI.

Die thermische Ausdehnung der Eisen—Nickel-Legierungen.

Gewichtsprozente *Ni*	$\beta \times 10^6$ zwischen 20° und 100° C	$\frac{\Delta l}{l}$ in $\frac{mm}{m}$
0	12,05	0,964
3,15	12,08	0,966
11,4	11,61	0,929
21,02	9,88	0,791
29,7	15,45	1,236
31,3	10,82	0,866
36[1])	2,29	0,184
41,5	4,91	0,393
50,6	10,08	0,806
61,1	11,49	0,919
69,5	12,20	0,976
77	12,38	0,990
79,43	12,45	0,995
82,5	12,64	1,012
89,6	12,70	1,015
99,2	12,64	1,012

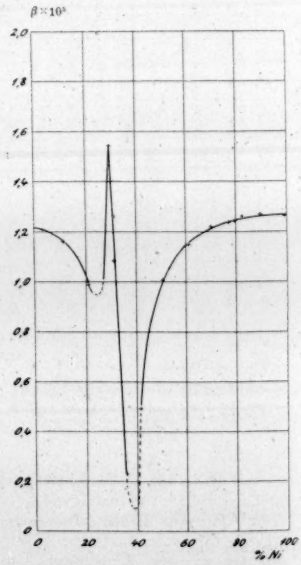
und zwar bis zu einem Nickelgehalt von 25 Gewichtsproz., um von hier plötzlich zu einer steilen Spitze anzusteigen. Diese Spitze findet sich bereits bei den Messungen von Guillaume[2]), ist aber später nicht wieder gefunden worden[3]). Interessant ist, daß der bei etwa 30 Proz. Nickel liegende, extrem hohe Wert der thermischen Ausdehnung der bei Zimmertemperatur unmagnetischen Legierung zukommt.

1) Die 36 proz. Legierung ist anderer Herkunft; über die Beimengungen anderer Bestandteile ist nichts Näheres bekannt.

2) Ch. Ed. Guillaume, Compt. rend. 124 (1897), 176 u. 125, (1897) 235.

3) K. Honda und Y. Okubu, Science Rep. of Tôhoku Univ. Nr. 13, 101, 1924.

Ein Vergleich mit den beiden anderen ferromagnetischen Legierungssystemen läßt darauf schließen, daß auch hier eine Verbindungsbil-



Thermische Ausdehnung von Eisen—Nickel-Legierungen.

Fig. 3.

dung vorliegt. Eine große Reihe neuerer elektrischer und magnetischer Messungen lassen auch immer mehr die Vermutung aufkommen, daß es sich bei den Eisen—Nickel-Legierungen in

diesem Konzentrationsgebiet um die Verbindung Fe_2Ni handelt, deren Existenz bereits vor einer ganzen Reihe von Forschern behauptet wird. Daß die Spitze nicht genau mit der Konzentration, wie sie der Verbindung Fe_2Ni entspricht, zusammenfällt, dürfte auf den Mangangehalt zurückzuführen sein.

Zusammenfassung.

Die thermische Ausdehnung der drei ferromagnetischen Legierungssysteme Kobalt—Nickel, Kobalt—Eisen und Eisen—Nickel ist nach der Rohrmethode zwischen 20° und 100° C gemessen worden. Die Ausdehnungskurven in Abhängigkeit von der Konzentration weisen in allen Fällen stark hervortretende Spitzen auf, die auf das Vorhandensein intermediärer Kristallarten schließen lassen, wie sie bereits bei anderen physikalischen Eigenschaften hervorgetreten sind. Dieses Ergebnis ist besonders aus dem Grunde interessant, als bei dem Auftreten von Verbindungen in nicht ferromagnetischen Legierungssystemen (im kristallisierten Zustand) derartige große Unstetigkeiten in den Ausdehnungskurven bisher nicht bekannt sind.

Charlottenburg, im August 1927.

(Eingegangen 9. September 1927.)

Hochspannungsvoltmeter.

Von Otto Klemperer.

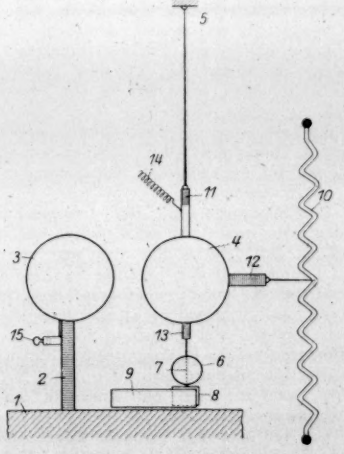
Zur Messung hoher elektrischer Spannungen wurde hier ein einfacher Apparat gebaut und ausprobiert, dessen Prinzip im wesentlichen darin besteht, daß man an einer elektrostatischen Polwaage die Anziehung zweier Konduktoren durch eine Querfeder kompensiert und die Änderung ihres Abstandes mikroskopisch abliest. Die Anziehung zweier geladener Kugeln ist nach dem Coulombschen Gesetz umgekehrt proportional dem Quadrat ihres Abstandes. Da andererseits auch die Kapazität der Kugeln eine Funktion ihres Abstandes ist, so muß sich bei Anlegung einer bestimmten Spannung die Anziehung noch stärker als mit dem Quadrat der Entfernung ändern. Um derartige Kräfte zu kompensieren, wird jetzt hier der eine der Konduktoren, der beweglich ist, durch eine quer zu seiner Bewegungsrichtung gespannte Feder zurückgehalten. Eine solche Querfeder von der Länge l, der Federkonstanten q und der Spannung p wirkt mit der rücktreibenden Kraft

$$Q = \frac{4p}{l}\Delta z + \frac{8q}{l^2}(\Delta z)^3,$$

wenn Δz die Elongation aus der Ruhelage bedeutet, so daß man durch geeignete Wahl von p und q die Charakteristik des Instruments (Ausschlag als Funktion der angelegten Spannung) ziemlich geradlinig machen kann. Durch Einsetzen verschiedener Querfedern läßt sich der Empfindlichkeitsbereich des Instruments verändern. Zu jeder Querfeder gehört ein bestimmter Ruheabstand der Konduktoren, welcher beispielsweise mit einer am festen Konduktor angebrachten Mikrometerschraube eingestellt werden kann. Die Verschiebung des beweglichen Konduktors wird an der Okularskala eines Mikroskops abgelesen, durch Wahl der Vergrößerung kann die Meßgenauigkeit und der Meßbereich geändert werden.

In der Abbildung ist eine beispielsweise Ausführung des Hochspannungsvoltmeters schematisch dargestellt:

Hier bedeutet 1 eine Grundplatte, 2 eine Stange aus Isoliermaterial, auf welcher ein kugelförmiger Konduktor 3 angebracht ist. Der zweite Konduktor 4 ist bifilar 5 aufgehängt und trägt die im Gesichtsfeld des Mikroskops 6 befindliche Ablesemarke 7, sowie eine leichte Metallscheibe 8, welche als Dämpfung zwischen den Polen eines kräftigen Magneten 9 schwingt. Er ist verbunden mit der Querfeder 10, welche



hier der besseren Übersicht halber in der Zeichenebene abgebildet wird, aber in der wirklichen Ausführungsform des Apparats senkrecht zu unserer Zeichenebene zu denken ist. Von allen

diesen Teilen ist der Konduktor durch Isolationsstücke 11, 12, 13 getrennt.

Die zu messende elektrische Spannung wird dem einen Konduktor 4 durch die leichte enggewickelte Spirale 14 zugeführt, dem andern Konduktor 3 durch die Polklemme 15.

In einer hier geprüften Ausführungsform des Hochspannungsvoltmeters konnten in den verschiedenen Bereichen Spannungen von 5 bis 80 Kilovolt auf etwa 1 Proz. genau gemessen werden.

Kiel, Physikalisches Institut der Universität, im August 1927.

(Eingegangen 31. August 1927.)

Über die Translationsbewegung der Erde im Lichtäther.

Von L. Courvoisier.

Einleitung.

Im folgenden möchte ich kurz die bisherigen Hauptergebnisse meiner langjährigen Untersuchungen über die „absolute" Translationsbewegung der Erde zusammenstellen, von denen ein erster Teil bereits im vorigen Jahre in den Astronomischen Nachrichten (A. N. **226**, 241) erschienen ist, ein zweiter demnächst ebenda publiziert werden soll. Da der Gegenstand mindestens ebensosehr den Physiker angeht, wie den Astronomen, so schien es mir erwünscht, mich mit seiner Darstellung auch unmittelbar an die Leser einer physikalischen Zeitschrift zu wenden. Hinsichtlich aller Einzelheiten muß ich indessen auf die angezeigte Abhandlung in den A. N. verweisen.

Den Ausgangspunkt der Untersuchungen bildete vor mehr als sechs Jahren die Feststellung, daß gewisse alte, aber sehr sorgfältig und zahlreich auf der Leidener Sternwarte am Meridiankreis (unter Anwendung des Quecksilberhorizontes) angestellte „Reflektiert—Direkt"-Beobachtungen von polnahen Sternen für die Differenz: $z' - z =$ Reflexionswinkel-Einfallswinkel, im Durchschnitt nicht den Wert Null ergaben, sondern einen mit Rücksicht auf die Genauigkeit merklichen positiven Betrag. Es lag nun für mich der Verdacht nahe, daß eine starke Translationsgeschwindigkeit der Erde im Lichtäther sich in diesen Zahlen für $z' - z$ verraten könnte, zumal man damals die ungewöhnlich großen Radialbewegungen einiger Spiralnebel kennen lernte, die kosmische Geschwindigkeiten von 1000 km/sec und mehr durchaus plausibel erscheinen ließen. Auf Grund der Absoluttheorie (Hypothese vom ruhenden Lichtäther) ergibt sich nämlich: $z' - z = \alpha\beta \sin^2 z$ (a. a. O., S. 260), wo α und β die infolge der Erdbewegung mit der Periode eines Sterntages veränderlichen Komponenten von v/c (Erdgeschw./Lichtgeschw.) in der Richtung nach dem Nordpunkt bzw. dem Zenit des Beob.-Ortes sind (S. 242). Durch strenge Ausgleichung (Methode der kl. Quadrate) der 8 beobachteten Mittelwerte von $z' - z$ für die 4 Polsterne (je in oberer und unterer Kulmination) nach den in α und β enthaltenen Koordinaten A und D des Apex der absoluten Bewegung und der Geschwindigkeit v, und zwar in zwei Teilen, entsprechend dem ganz- und halbtägigen Gliede in $z' - z$, erhielt ich zunächst:

$$A = 104^0 \pm 21^0 \text{ (m. F.)}; \quad D = +39^0 \pm 27^0;$$

$$v = 810 \pm 215 \text{ km/sec (S. 261)}.$$

Dieses Resultat konnte ich sofort mit Hilfe einer vorhandenen eigenen, umfangreichen Messungsreihe von Zenitdistanzen eines besonders polnahen schwachen Sterns, ausgeführt 1914 bis 1917 am Vertikalkreis der Babelsberger Sternwarte, kontrollieren, unter der Voraussetzung, daß auch die ursprüngliche Lorentzsche Hypothese einer reellen Kontraktion der materiellen Körper zutrifft. In diesem Falle müßte wegen der Erddeformation der Beobachtungsort eine periodische Schollenverschiebung (Polhöhenänderung) erleiden und das Lot würde mit großer Annäherung wie der Radiusvektor im Raume periodisch verdreht werden, wogegen natürlich die Richtung nach dem Stern praktisch unverändert bliebe (S. 243). Es müßte daher eine Schwankung der gemessenen Polzenitdistanz (bzw. Polhöhe) von 12stündiger Periode resultieren, und von der Größe $\Delta z = \frac{\alpha\beta}{2}$, da in der Hauptsache — abgesehen von einer zu vernachlässigenden Ablenkung der optischen Achse des Fernrohrs — die Lotbewegung zur Wirkung kommt (S. 243—244). Die nach dieser Formel vorgenommene Ausgleichung meiner erwähnten Beobachtungen lieferte die Werte: $A = 49^0 \pm 11^0$; $\frac{v^2 \cos^2 D}{c^2 \sin 1''} = 0'',69 \pm 0'',20$, woraus unter der Annahme des obigen Betrages: $D = +39^0$, weiter folgt: $v = 706 \pm 102$ km/sec.

Die unerwartet gute Übereinstimmung dieser auf zwei ganz verschiedenen Wegen völlig unabhängig gewonnenen Resultate ermunterte mich dazu, der Erscheinung nun bewußter nachzugehen, die Untersuchungen auch auf andere Gebiete, vor allem dasjenige rein terrestrischer bzw. physikalischer Experimente, auszudehnen

und ein möglichst großes Beobachtungsmaterial zu sammeln, das über Bestätigung oder Nichtbestätigung der Anfangsresultate, für die in runden Zahlen gesetzt werden konnte: $A = 5^h$; $D = +40^0$; $v = 750$ km/sec, entscheiden sollte.

Die Untersuchungen wurden auch im weiteren nach den zwei bereits angedeuteten Prinzipien, dem der „Lorentz-Kontraktion" und dem des „bewegten Spiegels", getrennt fortgeführt. Die qualitative Übereinstimmung der beiderseitigen Resultate liefert dann nicht nur ein besonders starkes Argument für die Deutung der beobachteten Erscheinung, sondern auch für die Realität der bisher noch als Hypothese angezweifelten Lorentz-Kontraktion. Ich gehe nunmehr der Reihe nach auf die einzelnen Bestimmungsarten von A, D und v ein.

a) Prinzip der Lorentz-Kontraktion.

1. Messung der Zenitdistanz von polnahen Sternen (S. 243). Zu meinen oben schon angeführten Beobachtungen des Polsterns $BD + 89^0$ 37 am Vertikalkreis der hiesigen Sternwarte kamen einmal die von mir am gleichen Instrument 1921—22 neu beobachteten 215 Zenitdistanzen des ebenfalls sehr polnahen Sterns $BD + 89^0$ 3 hinzu; sodann bearbeitete ich außerdem die zahlreichen Pariser Meridianbeobachtungen (1899—1901) der drei Sterne $BD + 89^0$ 3, 35 und 37 von Renan und Ebert. Die Ausgleichungen ergaben im Mittel:

	A	m. F.	$\frac{v^2 \cos^2 D}{c^2 \sin 1''}$	m. F.
für Babelsberg	$71^0 \pm 5^0$		$0'',85$	$\pm 0'',15$
für Paris	61 ± 11		$0,88$	$\pm 0,36$
Gesamtmittel	$69^0 \pm 4^0$		$0'',86$	$\pm 0'',14$

Setzt man noch genähert $D = +40^0$, so folgt: $v = 801 \pm 65$ km/sec. Da hier nur eine Halbtagperiode vorliegt, so ist keine unabhängige Bestimmung von D möglich. Im übrigen muß allgemein auf die sehr geringe Wahrscheinlichkeit hingewiesen werden, daß die jetzt und später zahlreich neben den Ganztagperioden behandelten Halbtagperioden etwa durch Temperaturwirkung könnten vorgetäuscht sein, was bei Ganztagperioden immerhin nicht ausgeschlossen erscheint, falls sie nicht zu verschiedenen Jahreszeiten beobachtet sind und dabei ihre Abhängigkeit von der wahren Umdrehungszeit der Erde (Sternzeit) beweisen.

2. Nadirpunktbeobachtungen am Vertikalkreis in Babelsberg und am Meridiankreis in Heidelberg. (S. 244). Bei einem um eine Achse drehbaren Fernrohr ist — wie schon oben erwähnt — die dem Öffnungsverhältnis proportionale Ablenkung der optischen Achse in der Drehungsebene (infolge der Lorentz-Kontraktion) im Vergleich zur Lotablenkung sehr unbedeutend. Es muß also möglich sein, aus fortlaufenden Nadirpunktbeobachtungen mit Hilfe eines Quecksilberhorizontes, d. h. rein terrestrisch, diese periodische Lotschwankung zu bestimmen. Eine erste Versuchsreihe, und zwar im I. Vertikal (W—O-Richtung), stellte ich am Vertikalkreis 1922 Oktober 22—24, eine zweite November 22—25, mit im ganzen 45 Nadirpunktbestimmungen zwischen den Sternzeiten 10^h und 3^h an. Die Messungen wurden nach Ableitung von Temperaturkoeffizienten auf die Mitteltemperatur reduziert, sodann in 9 Gruppen zu je 5 Werten nach der Sternzeit geordnet und gemittelt, und die 9 Mittel erst einer Ausgleichung unterworfen, die das Resultat lieferte:

$$A = 74 \pm 10^0; \quad D = +67^0 \pm 13^0;$$
$$v = 920 \pm 73 \text{ km/sec.}$$

Läßt man die Kreisablesungen beiseite und benutzt allein die Schrauben- und Libellenablesungen am Fernrohr (wobei zu beachten ist, daß die Libellen wegen ihrer eigenen Deformation nur willkürliche Kippungen der Unterlage, nicht aber die Lotschwankung wegen der Lorentz-Kontraktion anzeigen), so erhält man in gleicher Weise: $A = 98^0 \pm 7^0$; $D = +25^0 \pm 11^0$;

$$v = 500 \pm 47 \text{ km/sec.}$$

Eine weitere, 10tägige Nadirpunktreihe zwischen $3^h,4$ und $17^h,4$ Sternzeit verdanke ich Prof. Kopff, der sie 1923 Juni 10 bis 29 am Heidelberger Meridiankreis ausführte (S. 246). Die Messungen erfolgten einesteils im Meridian mittels Schraube und Kreis, anderenteils, zur Kontrolle, in der W—O-Richtung mit der α-Schraube allein. Aus den 8, von 2^h zu 2^h Sternzeit gebildeten Mittelwerten der Beobachtungen folgt nicht nur eine vollkommene Bestätigung der mit den Werten: $A = 5^h$, $D = +40^0$, $v = 750$ km/sec berechneten Lotschwankung im Meridian, sondern es zeigte sich auch im 1. Vertikal das erwartete Resultat, daß nämlich in dieser Richtung, wegen der nahen Übereinstimmung der Ablenkung des Lotes und der optischen Achse, keine merkliche Schwankung des Nadirpunktes eintreten kann.

3. Lotschwankungsversuch (S. 247). Analoge Messungen wie eben lassen sich auch mit einem wesentlich einfacheren Apparat und unter günstigeren Bedingungen ausführen. An Stelle eines Fernrohrs befestigte ich an einem Pfeiler des thermisch sehr konstanten großen Uhrenkellers der Sternwarte einen langen Metallstab, an seinem oberen Ende um einen Zapfen

drehbar, jedoch mittels Gegengewichtes im indifferenten Gleichgewicht gehalten. Dieser Zeigerstab wird sich nun ähnlich wie vorher das Meridianfernrohr verhalten, d. h. er wird in seiner Drehungsebene die periodischen Schwankungen des Pfeilers (Lotes) nur zum kleinsten Teil mitmachen; man wird also imstande sein, durch Messung der Verschiebungen des unteren Stabendes gegen den Pfeiler, diese Schwankungen zu bestimmen.

Es wurden zuerst im September 1925 14-tägige Versuche mit einem Zeigerstab von ungefähr 1 m Länge gemacht, dessen Verdrehungen mit Hilfe eines Ablesefernrohrs unter starker Vergrößerung bis auf $0''{,}02$ genau ablesbar waren. Die Schwankungen vollzogen sich dem Sinne nach vollständig den bisherigen Resultaten entsprechend, deuteten aber auf eine geringere Geschwindigkeit, etwa von der Größe $v = 400$ km/sec hin. Dasselbe Ergebnis hatten spätere ausgedehnte Versuche mit einem Zeigerstab von 206 cm Länge.

4. Zweispiegelversuch. (S. 249). Um zu entscheiden, ob auch Flüssigkeiten die Deformation der Erdoberfläche infolge der Lorentz-Kontraktion mitmachen, wie es der Elektronentheorie entsprechen würde, kann man auf einem gut stabilen Pfeiler dicht neben einem Quecksilberhorizont einen festen Planspiegel derart montieren, daß seine Spiegelebene nahezu horizontal verläuft und daß von dem Fadenkreuz eines über beiden Spiegeln senkrecht aufgerichteten Fernrohrs zwei Bilder entstehen, deren Abstand mikrometrisch ausmeßbar ist.

Meine in diesem Sinne ausgeführten zahlreichen Versuchsmessungen 1922 und 1923 ergaben, nach anfänglichem Zweifel, daß keine merklichen Schwankungen des Bildabstandes auftreten, daß somit die Quecksilberoberfläche in derselben Weise wie die Oberfläche des festen Spiegels deformiert wird, ein Resultat, das auch von einer Reihe anderer Beobachter bestätigt wurde.

Als merkwürdiges Nebenergebnis dieses Versuchs muß noch erwähnt werden, daß die obigen Nadirbeobachtungen und eine Anzahl weiterer von mir behandelten Messungen Identität von Schwererichtung (Lot) und Einfallslot (Senkrechte) auf die Quecksilberoberfläche verlangen, während hier bei den deformierten Oberflächen diese beiden Richtungen nicht genau übereinstimmen. Es würde also beim Vorhandensein der Lorentz-Kontraktion eine neue Definition des „Einfallslotes" bzw. einiger geometrischer Begriffe, wie des rechten Winkels usw., erforderlich werden (S. 249).

5. Funkentelegraphische Uhrvergleichungen (S. 249). Ich gehe nun zu den Wirkungen der Lorentz-Kontraktion auf die Schwerkraft über. Wenn der Radiusvektor eines Erdortes periodisch veränderlich ist, so muß es auch die Schwerkraft bzw. die Schwingungsdauer eines Pendels sein. Die letztere Veränderlichkeit läßt sich aus den Vergleichungen von Pendeluhren bestimmen, die in merklich verschiedener Phase der Gangperiode schwingen, d. h. die in geographischer Länge weit voneinander enfernt aufgestellt sind. Man kann zu einer solchen Bestimmung heutzutage sehr gut die regelmäßigen täglichen funkentelegraphischen Zeitsignale benutzen, die beispielsweise schon seit Jahren (um 17^h Weltzeit) von Annapolis (Washington), neuerdings auch von Bordeaux-Lafayette ausgegeben und von einer Reihe von Uhrenstationen, wie Ottawa (Canada), Potsdam, Washington, ebenso regelmäßig aufgenommen werden. Es resultieren so an zwei in Länge stark verschiedenen Orten, wie z. B. Potsdam und Washington, tägliche Unterschiede der beiderseitigen Korrektionen des Zeitsignals bzw. der Uhrstände, die wegen der sterntäglichen Gangschwankung im Laufe des Jahres nicht konstant bleiben können

Die Veränderung der Schwingungsdauer t eines Uhrpendels infolge der Lorentz-Kontraktion ist: $\frac{dt}{t} = -\frac{3}{4}\beta^2$ (S. 250). Hieraus läßt sich der Ausdruck für die Differenz der Uhrstände an zwei Orten entwickeln. Er weist einen jährlichen und halbjährlichen Gang auf, entsprechend dem ganz- und halbtägigen Sternzeitglied in dt/t. Die vorhandenen Beobachtungen bestätigen diesen Gang.

Mit der sehr dankenswerten Unterstützung durch Prof. Wanach (Potsdam) war es mir möglich, ein großes Material an täglichen Korrektionen der Zeitsignale von Annapolis und Bordeaux-Lafayette zu sammeln, das dann in der Form von Monatsmitteln der Uhrvergleichungen verwertet wurde. Im ganzen lagen zur Ausgleichung vor:

Annapolis-Signal

1. Potsdam—Washington, 36 Monatsmittel, 1921 Mai bis 1924 Juni.
2. Potsdam—Washington, 30 Monatsmittel, 1924 Juni bis 1927 März.
3. Potsdam—Ottawa, 34 Monatsmittel, 1921 Mai bis 1924 Juni.

Bordeaux-Lafayette-Signal

4. Potsdam—Ottawa, 26 Monatsmittel, 1922 März bis 1924 Juni.

Die ausgesprochenen Jahresschwankungen aller dieser beobachteten Werte betragen im

Durchschnitt $0^s,06$, was bei einem m. F. der Gewichtseinheit von $< 0^s,01$ durchaus verbürgt erscheint. Aus den für Jahres- und Halbjahrsperiode wiederum getrennt vorgenommenen Ausgleichungen geht im einzelnen hervor:

	A (I. Glied)	A (II. Glied)	D	v (km/sec)
1. $P-W$	$62^0 \pm 11^0$	$82^0 + 7^0$	$+21^0 \pm 6^0$	658 ± 74
2. $P-W$	131 ± 23	110 ± 10	$+12 \pm 6$	801 ± 128
3. $P-O$	$154 + 9$	72 ± 26	$+45 \pm 26$	616 ± 146
4. $P-O$	175 ± 8	14 ± 22	$+45 \pm 23$	550 ± 112

Die Mittelwerte lauten näherungsweise:

$$A = 94^0 \pm 5^0; \quad D = +31^0 \pm 5^0;$$
$$v = 650 \pm 50 \text{ km/sec}.$$

6. Vergleichungen von Pendeluhren mit Chronometern (S. 252). Man darf voraussetzen, daß ein durch die Elastizität einer Feder angetriebenes Chronometer die täglichen Gangschwankungen einer Pendeluhr nicht mitmacht. Fortgesetzte Vergleichungen eines erstklassigen Registrierchronometers mit einer ebensolchen Pendeluhr bieten also unter besonders günstigen Umständen ein Mittel, um am selben Orte die Gangschwankung festzustellen. Derartige Versuche wurden von mir im Oktober 1922 während einer Woche mit dem Registrierchronometer Richter und zwei Pendeluhren angestellt, und Prof. Wanach hatte außerdem die Freundlichkeit, bald darauf auch die Registrierchronometer Dencker_{20} und Dencker_{100} des Geodätischen Instituts in Potsdam mit drei Pendeluhren in ähnlicher Weise zu vergleichen.

Der Ausdruck für die stündliche Gangschwankung kann aus der Formel für dt/t abgeleitet werden. Er ist in erster Linie abhängig von $\cos(\Theta - A)$, d. h. von dem Stundenwinkel des Apex der absoluten Bewegung (wobei $\Theta =$ Sternzeit bedeutet). (S. 253.) Durch die Ausgleichung der stündlichen Gangunterschiede Chronometer-Pendeluhr findet man A und den numerischen Koeffizienten von $\cos(\Theta - A)$. Aus den 4 Beobachtungsreihen ergab sich:

Chronometer	A	Koeff. von $\cos(\Theta - A)$
Richter	$88^0 \pm 16^0$	$-0^s,0031 \quad +0^s,0008$
Dencker$_{20}$	$153 + 9$	$-0,0040 \quad +0,0006$
Dencker$_{100}$ (1)	18 ± 26	$-0,0060 \quad +0,0028$
Dencker$_{100}$ (2)	156 ± 15	$-0,0073 \quad +0,0019$
Mittel	$104^0 \pm 9^0$	$-0^s,0051 \quad +0^s,0009$

Mit dem Wert $D = +40^0$ erhält man daraus:

$$v = 600 + 53 \text{ km/sec}.$$

7. Gravimeterbeobachtungen (S. 253). Die tägliche Variation der Schwerkraft läßt sich natürlich auch unmittelbar mit einem genügend empfindlichen Gravimeter feststellen. Ich habe zuerst 1923 Versuche gemacht mit einer eigens dazu gebauten, im Uhrenkeller aufgestellten Federwaage, bei der mittels einer starken optischen Vergrößerung durch ein Ablesefernrohr Hebungen und Senkungen des Gewichts von etwa $0{,}5\,\mu$ noch gut erkennbar waren. Einer Senkung von $2\,\mu$ entspricht aber eine Vergrößerung der Schwere von $3{,}3 \cdot 10^{-6}$, was sehr nahe die halbe Amplitude der erwarteten Schwankung ausmacht.

Nach gehöriger Beruhigung des sich beständig noch mehr oder weniger nachziehenden und thermisch sehr empfindlichen Instruments, gelang eine erste größere Beobachtungsreihe mit 54 Ablesungen der Gewichtsstellung 1923 Nov. 19 bis 27, bei der sich die täglich fortschreitende Senkung des Gewichts innerhalb zulässiger Grenzen hielt, d. h. nur von der Größenordnung der Schwankung war. Der Ausdruck für die Gravitationsschwankung lautet kurz: $dg/g = \beta^2$. Entwickelt zeigt er wiederum ein ganz- und ein halbtägiges Sternzeitglied. Unter Einführung eines Temperatur- und eines Feuchtigkeitskoeffizienten ergab dann die nach den beiden Perioden, ebenso wie früher, getrennt vorgenommene Ausgleichung der Ablesungen:

$$A = 73^0 \pm 8^0; \quad D = +36^0 \pm 11^0;$$
$$v = 686 + 81 \text{ km/sec}.$$

Weitere brauchbare Messungsreihen konnten 1. 1924 Nov. 25 bis Dez. 3, ferner 2. Dez. 3 bis Dez. 11, und endlich 3. 1925 Febr. 24 bis März 7 angestellt werden. Sie lieferten folgende Werte der Unbekannten (S. 258):

	A m. F.	D m. F.	v (km/sec) m. F.
1.	$94^0 \pm 9^0$	$+15^0 \pm 7^0$	1195 ± 182
2.	97 ± 25	$(+40)$	928 ± 199
3.	83 ± 12	$+50 \pm 34$	673 ± 165

Im Mittel kann man als Ergebnis für die Federwaage ansetzen:

$$A = 81^0 \pm 5^0; \quad D = +22^0 \pm 6^0;$$
$$v = 740 \pm 61 \text{ km/sec}.$$

Später (im Febr. 1927) habe ich außerdem an einem der Pfeiler des Uhrenkellers auch ein „Torsionsgravimeter" eingerichtet. Das an einem schraubenförmig gewickelten Stahldraht, ähnlich wie bei der Federwaage, aufgehängte Gewicht trägt einen Spiegel, dessen periodische Verdrehungen mittels Skala und Ablesefernrohr festgestellt werden können, wobei 0,1 mm noch bequem zu schätzen ist. Einer Gewichtsveränderung von $3 \cdot 10^{-6}$ entspricht eine Verdrehung des Spiegels von 0,20 mm Skalenablesung; erstere

ist aber gerade gleich der halben Amplitude der zu erwartenden Gravitationsschwankung, die sich somit leicht zu erkennen gibt. Es konnte nach längeren Vorversuchen erreicht werden, daß der tägliche Nullpunktsgang der Ablesung zu drei Epochen, nämlich 1927 April 21 bis 27 Mai 3 bis 4 und Juni 4 bis 10 verhältnismäßig sehr gering, d. h. nur von der Größenordnung 1 mm war. In diesen Epochen habe ich im ganzen etwa 100 Ablesungen des Gravimeters erhalten, deren 8 Mittelwerte, nach Sternzeit geordnet und vom als linear angenommenen Tagesgang befreit, vorläufig graphisch ausgeglichen wurden, mit dem Ergebnis:

$$A = 82^0;\ dg/g = \pm 3 \cdot 10^{-6},$$

oder, unter Annahme von $D = +40^0$:

$$v = 753 \text{ km/sec}.$$

Die Beobachtungen sollen einstweilen mehr oder weniger nur als Kontrolle derjenigen mit der Federwaage dienen.

8. Vergleichung von Sternkatologen. (S. 259). Die Gangperiode von Uhrpendeln wird auch in den Unterschieden der Rektaszensionen derselben Fundamentalsterne, die an Erdorten mit sehr verschiedener Breite beobachtet sind, zu erkennen sein. Ebenso werden die an solchen Orten bestimmten Deklinationen der gleichen Sterne über den Umkreis veränderliche Differenzen aufweisen müssen, weil ja die Polhöhe eines Ortes während eines Sterntages nicht konstant, sondern periodisch veränderlich ist. Es genügt hier zu erwähnen, daß meine diesbezüglichen probeweisen Vergleichungen der neuesten Fundamentalkataloge von Pulkowa und Kapstadt in Rektaszension und ferner der beiden Zodiakalkataloge von Heidelberg und Kapstadt in Deklination zu Ergebnissen führten, die durchaus in Übereinstimmung mit den bisherigen Annahmen für A, D, v sind.

b) Prinzip des bewegten Spiegels.

1. Leidener $R-D$-Beobachtungen von vier Polsternen (S. 261). Der Unterschied: Reflexionswinkel — Einfallswinkel, oder auch die Differenz der „Reflektiert — Direkt" gemessenen Meridian-Zenitdistanzen ($z' - z$) eines Sterns ergibt sich streng aus der Absolouttheorie, einschließlich der Glieder zweiter Ordnung von v/c, zu: $z' - z = 2\alpha\beta \sin^2 z$. Die am Anfang schon besprochenen, 1862—1874 auf der Leidener Sternwarte angestellten Beobachtungen von vier Polsternen in beiden Kulminationen wurden der entwickelten Formel entsprechend einer Ausgleichung unterzogen und lieferten das oben angeführte Resultat für den Apex und die Geschwindigkeit der absoluten Erdbewegung.

2. R-D-Beobachtungen des Polsterns BD $+89^0 3$ am Vertikalkreis in Babelsberg (S. 260). Zur Kontrolle der Leidener Messungen führte ich am Vertikalkreis zwischen 1921 Juni 4 und 1922 Mai 23 im ganzen 206 R-D-Beobachtungen des genannten Sterns, möglichst in allen Stundenwinkeln, aus. Die Lorentz-Kontraktion beeinflußt die Messungen nach früherem kaum merklich, da in der Hauptsache die Lotschwankung in Frage kommt, diese aber sowohl z' als auch z in gleicher Weise verändert, in der Differenz $z' - z$ daher verschwindet. Die wegen der ganz- und halbtägigen Periode von $z' - z$ wiederum in zwei Teilen vorgenommene Ausgleichung der beobachteten Beträge führt zu dem Ergebnis:

$$A = 93^0 \pm 7^0;\quad D = +27^0 \pm 12^0;$$
$$v = 652 \pm 71 \text{ km/sec}.$$

Es ist noch hinzuzufügen, daß auch aus der entsprechenden Bearbeitung einer großen Zahl von Greenwicher $R-D$-Beobachtungen durchweg Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung innerhalb der Grenzen der mittleren Fehler hervorgeht.

3. Messungen der Schwankung von $z' - z$ am festen Absolutbewegungsmesser (1926—1927). Die bisherigen astronomischen Bestimmungen von $z' - z$ ließen sich, in erwünschter Ergänzung und Weiterführung der Versuche nach dem Spiegelprinzip, durch terrestrische ersetzen, da an Stelle des Lichtes eines die Translationsbewegung mitmachenden Polsterns bequemer eine irdische Lichtquelle tritt. Ich stellte demgemäß 1926 im Uhrenkeller zwei Fernrohre fest auf, die in derselben Vertikalebene symmetrisch gegen einen zwischen ihnen liegenden Quecksilberhorizont geneigt waren, und von denen das eine, mit Fadenkreuz und Beleuchtungslämpchen versehene, als Kollimator, das andere als Einstellfernrohr für den Reflex des Kollimatorfadens dient. Die Fernrohre befanden sich ungefähr im I. Vertikal und unter 60^0 Einfallswinkel gegen den Quecksilberhorizont. In dem Ausdruck für $z' - z$ ist in diesem Falle noch die Lotschwankung wegen der Lorentz-Kontraktion zu berücksichtigen; er lautet dann für den I. Vertikal:

$$z' - z = 2\beta\gamma \sin^2 z + \beta\gamma \text{ (S. 260 u. 242)}.$$

Mit genauen Messungen wurde erst begonnen, nachdem der fortschreitende tägliche Gang der Ablesung im Laufe der Zeit kleiner als der doppelte Betrag der theoretischen Schwankung geworden war. Dieser Gang wurde regelmäßig vor der Ausgleichung der Beobachtungen durch lineare Interpolation nach der Zeit eliminiert. Aus der Ausgleichung einer ersten Beobachtungs-

reihe, 1926 Juli 31 bis August 6, mit täglich etwa 11 Messungen zwischen 3^h und 20^h Sternzeit, bzw. 11 Mittelwerten, fand sich:

$$A = 70^0 \pm 6^0; \quad D = +33^0 + 11^0;$$
$$v = 493 \pm 54 \text{ km/sec.}$$

Eine weitere, sehr umfangreiche Beobachtungsreihe, mit über 500 Messungen zwischen 21^h und 13^h Sternzeit, führte ich 1927 Febr. 28 bis Mai 29 aus. Die Ausgleichung der 16 beobachteten Mittelwerte von $z' - z$ ergab hier:

$$A = 22^0 \pm 6^0; \quad D = +72^0 + 11^0;$$
$$v = 606 \pm 45 \text{ km/sec.}$$

4. Messungen von $2(z' - z)$ am drehbaren Absolutbewegungsmesser (1926—1927). Noch mit einer zweiten, der vorigen ähnlichen, neuen Einrichtung habe ich Beobachtungen angestellt, deren Ergebnisse mir besonders wichtig erscheinen. Die Anordnung ist im Prinzip die gleiche wie vorher, jedoch ruht nun der ganze Apparat auf einem in Azimut drehbaren Träger, so daß er sofort in jede beliebige Richtung gebracht werden kann; außerdem sind die Fernrohre mit je einer Libelle versehen, um jede willkürliche Neigung des Instruments ablesen zu können. Auf diese Weise wird es möglich gemacht, aus den aufeinanderfolgenden Einstellungen des Fadenreflexes in zwei um 180^0 verschiedenen Azimuten — im Gegensatz zu allen bisher geschilderten Beobachtungsmethoden — unmittelbar den Betrag von $2(z' - z)$ für eine bestimmte Sternzeit und eine bestimmte Vertikalebene zu messen. Das Verfahren hat demnach überragende Vorteile für sich: eine weitgehende Freiheit von systematischen Fehlern und eine völlige Ungebundenheit in der Wahl der Beobachtungsmomente.

Der Bau eines provisorischen Apparates, den man „Absolutbewegungsmesser" nennen könnte, wurde mir im Sommer 1926 mit gütiger Unterstützung durch die Firma Bamberg (Askaniawerke) möglich, die mir einige dazu verwendbare Instrumententeile zur Verfügung stellte. Die Dimensionen der Fernrohre sind allerdings etwas gering, so daß der m. F. einer einzelnen Doppelbestimmung von $2(z' - z)$ $+0''{,}5$ noch übersteigt und eine verhältnismäßig starke Häufung der Messungen für eine gegebene Sternzeit nötig ist, um den Mittelwert hinreichend sicher zu bekommen. Demgemäß habe ich mich vorerst darauf beschränkt, einige wenige extreme Werte von $z' - z$ möglichst oft und genau zu bestimmen, um wenigstens eine qualitative Kontrolle meiner anderen Resultate zu erhalten.

Der Apparat wurde wieder im Uhrenkeller aufgestellt und es sind auch diese vorläufigen Beobachtungen ausschließlich im I. Vertikal ausgeführt worden, weil in dieser Richtung die größten Werte von $z' - z$ eintreten können. Die Einstellungen auf den Fadenreflex geschahen also für eine Doppelbestimmung von $2(z' - z)$ abwechselnd bei Kollimator West, Ost, Ost, West. Da der Einfallswinkel der Fernrohre $65^0{,}4$ beträgt und die Lotablenkung bei diesen Messungen nicht in Betracht kommt, wird einfach:

$$z' - z = 2\beta\gamma \sin^2 65^0{,}4 \text{ (S. 260).}$$

Aus meiner ersten Messungsreihe, (1926 Aug. 12 bis Nov. 23, mit je 22—23 Doppelbestimmungen bei den ungefähren Sternzeiten 1^h, 9^h, 17^h, 21^h, folgten die Mittelwerte:

Θ	$2(z'-z)$ + Const.	m. F.	Sollwert
$1^h\ 28^m$	$+0''{,}88$	$\pm 0''{,}10$	$+2''{,}06$
9 42	$-0{,}88$	„	$-2{,}06$
16 54	$-0{,}02$	„	$-0{,}02$
20 57	$+0{,}28$	„	$+0{,}78$

Der „Sollwert" ergab sich aus: $z' - z = 2\beta\gamma \sin^2 z$ mit den angenommenen Beträgen von A, D und v. Darnach stimmen die Beobachtungen qualitativ völlig mit den früheren Resultaten überein, zeigen aber, unter Beibehaltung von A und D, für v einen etwas kleineren Wert an, nämlich: $v = 492 \pm 21$ km/sec.

Bei einer zweiten Beobachtungsreihe von 1927 Febr. 28 bis April 17 führte ich je 52 Doppelbestimmungen zu den Sternzeiten 1^h, 5^h, 9^h aus, und erhielt die Mittelwerte:

	Θ	$2(z'-z)$	m. F.	Sollwert
	$1^h\ 17^m$	$+0''.62$	$\pm 0''{,}07$	$+2''{,}08$
	5 21	$-0{.}06$	„	$-0{,}30$
	9 22	$-0{.}84$	„	$-2{,}10$
Diff.	$1^h - 9^h$	$+1''{,}46$	$\pm 0''{,}10$	

Hier würde der den angenommenen Beträgen: $A = 5^h$, $D = +40^0$ entsprechende Wert von v sein: $v = 444 \pm 15$ km/sec.

Eine außerdem auf meine Bitte hin zwischen 1927 Apr. 30 und Mai 21 von meinem Kollegen Dr. H. Fuß völlig unvoreingenommen und unabhängig angestellte Kontrollbeobachtungsreihe, mit je 24 Doppelbestimmungen um 1^h und 9^h Sternzeit, ergab noch die Mittelwerte:

Θ	$2(z'-z)$	m. F.
$1^h\ 36^h$	$+0'',42$	$\pm 0'',12$
9 49	$-0{,}69$	$0{,}13$
Diff. $1^h - 9^h$	$+1'',11$	$0'',18$

Diese Zahlen sind unter Berücksichtigung ihrer m. F. identisch mit den meinigen! Ich darf auf diese Feststellung besonderen Wert legen,

denn sie bedeutet eine einwandfreie Bestätigung meiner eigenen bisherigen Messungsergebnisse sowohl nach der quantitativen Seite hin, wie nach der qualitativen. Die letztere mußte natürlich hier, als die zunächst wichtigere, in den Vordergrund treten. Es ist aber in Aussicht genommen, den provisorischen Absolutbewegungsmesser in absehbarer Zeit durch einen wesentlich größeren, definitiven zu ersetzen, der dann imstande sein wird, ein auch in quantitativer Hinsicht entscheidendes Beobachtungsmaterial zu liefern.

Übersicht.

Die in den vorhergehenden Abschnitten enthaltenen Einzelresultate für A, D und v, und ihre mittl. Beob.-Fehler sollen in der folgenden Tabelle auch einmal in übersichtlicher Form zusammengestellt werden (S. 262).

Beobachtungsverfahren	A m. F.	D m. F.	v (km/sec) m. F.
a) 1. Z. D.-Beob.	$69^{0} \pm 4^{0}$	$(+40^{0})$ —	801 ± 65
2. Nadir-Beob. (mit Kreis)	74 ± 10	$+67 \pm 13^{0}$	920 ± 73
„ „ (ohne Kreis)	98 ± 7	$+25 \pm 11$	500 ± 47
3. Lotschwankungsbeob.	(75) —	(+40) —	400 —
5. F. T.-Uhrvergl.	94 ± 5	+31 ± 5	650 ± 50
6. Chronometervergl.	104 ± 9	(+40) —	600 ± 53
7. Gravimeter (Federwaage)	81 ± 5	+22 ± 6	740 ± 61
„ „ (Torsion)	82 —	(+40) —	753 —
8. Sternkatalogvergl.	(75) —	(+40) —	(750) —
b) 1. R—D-Beob. Leiden	104 ± 21	+39 ± 27	810 ± 215
2. R—D-Beob. Babelsberg	93 ± 7	+27 ± 12	652 ± 71
3. Fester Absolutbewegungsmesser	50 ± 4	+53 ± 8	500 ± 35
4. Drehbarer Absolutbewegungsmesser	(75) —	(+40) —	470 ± 15

Mit Rücksicht auf die naturgemäße Unsicherheit der einzelnen Zahlenwerte und auf die gänzliche Verschiedenheit der Wege, auf denen sie gewonnen wurden, ist ihre Übereinstimmung eine überraschend gute und zu einer qualitativen Beurteilung vorderhand jedenfalls völlig ausreichende. Es kann demnach kaum mehr einem Zweifel unterliegen, daß die einzelnen Beobachtungsresultate ihre einfachste und allgemeinste Erklärung in den verschiedenen Auswirkungen einer und derselben reellen Naturerscheinung, der bisher noch unbekannten großen Translationsbewegung der Erde durch den Lichtäther finden.

Die einfachen Mittelwerte der obigen Zahlen für A, D und v lauten: $A = 85^{0} = 5^{h},7$; $D = +38^{0}$; $v = 678$ km/sec. Sie weichen von den ursprünglich angenommenen auch quantitativ nur unerheblich ab, so daß also allgemein das frühere Endergebnis (S. 262) sich hier wiederholt:

Die Beobachtungen lassen erstens auf eine Translationsbewegung der Erde (bzw. des ganzen Fixsternsystems) im Lichtäther von 600—700 km/sec Geschwindigkeit in der ungefähren Richtung nach dem Stern Capella hin schließen; sie bestätigen zweitens die Lorentzschen Hypothesen der Absoluttheorie, d. h. eines ruhenden Lichtäthers, bzw. eines ausgezeichneten Koordinatensystems, und einer reellen Kontraktion der materiellen Körper bei der Bewegung durch den Äther. Auf meine a. a. O. (S. 262 ff.) an diese Feststellung anschließenden Bemerkungen will ich hier nur kurz aufmerksam machen.

Berlin-Babelsberg (Sternwarte), 24. Aug. 1927.

(Eingegangen 26. August 1927.)

Theorie der Lichtzerstreuung in der Erdatmosphäre.

Von J. J. Tichanowsky.

§ 1. Man kann in der Theorie der atmosphärischen Lichtzerstreuung drei aufeinanderfolgende Stadien bemerken:

Das erste Stadium (1871—1899) war die Theorie Rayleighs[1]), welche die zerstreuenden Partikeln klein und isotrop setzte (speziell Luftmoleküle) und nur einmalige Lichtzerstreuung berücksichtigte.

Das zweite Stadium (1888—1920) bestand in der Ausarbeitung der Theorien Soret[1]), Hurion[2]), Ahlgrimm[3]) Kawraisky[4]), welche

1) Rayleigh (Strutt), Phil. Mag. 4. Ser. **41**, 107, 274, 1871; 5. Ser. **12**, 81, 1881; 5. Ser. **47**, 375, 1899.

1) J. L. Soret, Ann. Chim. Phys. 6. Ser. 14, 503, 1888.

2) A. Hurion, Ann. Chim. Phys. 7. Ser. **7**, 456, 1896.

3) F. Ahlgrimm, Jahrbuch d. Hamburg. Wissensch. Anst. XXXII. **46**, 1914.

4) Die Theorie des Himmelspolarisation von W. Kawraisky (Leningrad) ist bis jetzt nicht veröffentlicht worden. Diese Theorie wurde von W. Kawraisky in der Sitzung der Geophysik der Russischen Freundsgesellschaft der

von der Theorie Rayleighs ausgehend die zweifache Lichtzerstreuung beachtete.

Das dritte Stadium endlich trat auf als Resultat der Entstehung (vom Jahre 1918) der Theorien der Lichtzerstreuung durch die anisotropen Gasmoleküle (Theorien von Born[1]), Rayleigh[2]), Cabannes[3]), Gans[4]), welche die Verallgemeinerung der ursprünglichen Theorie Rayleighs auf den Fall der anisotropen Partikelchen darstellen. Als die bequemste von den angeführten Theorien erscheint die Theorie Rayleigh-Cabannes, welche freilich auf die Ausdrücke für die Intensitäten des Lichtes, welches in der zu den einfallenden Strahlen senkrechten Richtung zerstreut wird, und auf das nur einmal zerstreute Licht sich beschränkt. Die Verallgemeinerung dieser Theorie auf den Fall des in beliebiger Richtung bezüglich der Richtung der fallenden Strahlen zerstreuten Lichtes wurde vom Verfasser gegeben[5]).

Die Anwendung der Theorie der Lichtzerstreuung durch die anisotropen Moleküle auf die Atmosphäre erschien als drittes Stadium in der Entwicklung der Theorie der atmosphärischen Lichtzerstreuung. Auch an dieses Stadium knüpfen die Versuche die Theorien der Zerstreuung durch große Partikeln auf die Atmosphäre anzuwenden (Schirmann[6]), Milch[7]), Pokrowski[8]) an.

Dem Autor erschien es aber zweckmäßig zuerst nur auf die genügend genaue Ausarbeitung der Theorie der Lichtzerstreuung nur in genügend reiner Atmosphäre sich zu beschränken. Nur später sollte man zur quantitativen theoretischen Berücksichtigung der Anwesenheit in der Atmosphäre der fremden großen Partikel übergehen. Als weiterer Schritt nämlich in der Entwicklung dieser Theorie sollte, schien es, die Verallgemeinerung der Theorie Ahlgrimms[9]) auf den Fall der anisotropen Moleküle folgen. Das wurde vom Autor[10]) für den Fall ausgeführt, daß die Sonne sich am Horizonte befindet und die visierte Richtung der Zenit ist. Ich hielt aber die weitere Ausarbeitung der Theorie Ahlgrimms in dieser Richtung für unzweckmäßig, da dieselbe eine ganze Reihe zweifelhafter Einschränkungen und Mängel in sich birgt und da sie keine Möglichkeit gibt solche Grundtatsachen aus dem Gebiete der Himmelspolarisation, wie die Dispersion der Polarisation, zu erklären.

Was die Beziehung der Theorie Ahlgrimms zur Wirklichkeit anbetrifft, so gab sie beim Vergleich der von ihr gegebenen Polarisationsgröße mit dem aus den Beobachtungen gewonnenen Werte der Himmelspolarisation bei absolut reiner Atmosphäre eine genügend gute Übereinstimmung mit dem Versuche[1]). Später aber erwies sich, daß diese Übereinstimmung zufällig war: die Verminderung der Polarisation infolge der Anisotropie der Moleküle wird in der Theorie Ahlgrimms dadurch maskiert, daß diese sich auf die nicht reine Atmosphäre bezieht. Sobald die Anisotropie der Moleküle berücksichtigt wurde, fing die Theorie Ahlgrimms an, niedrigere Werte der Polarisation zu ergeben als die, welche bei dem reinsten Zustand der Atmosphäre beobachtet wurden[2]). Weiter nimmt nach der Theorie Ahlgrimms die Himmelspolarisation in 90° von der Sonne mit der Zunahme der Sonnenhöhe von 0° bis 33° von 884 bis 871 Promille ab; bei weiterer Zunahme der Sonnenhöhe aber nimmt die Polarisation zu, wobei sie z. B. bei der Sonnenhöhe 70° den Wert 924 erreicht. Es ist aber aus den Beobachtungen bekannt, daß die Polarisation in 90° von der Sonne immer sogar bei reinster Atmosphäre mit der Zunahme der Sonnenhöhe von 0° bis 60—70° (Untersuchungen für größere Sonnenhöhe sind mir nicht bekannt) stetig zunimmt. Aus den gleichzeitigen Messungen der Himmelspolarisation, der Stäubchenzahl und der absoluten Feuchtigkeit, welche von mir bei verschiedenen Sonnenhöhen (von 0° bis 65°) auf Ai-Petri im Jahre 1926 ausgeführt wurden, kam ich aber zum Schlusse (entgegen der von mir früher gemachten Annahme[3]), daß diese Abnahme der Polarisation mit wachsender Sonnenhöhe durch die zunehmende Verunreinigung der Atmosphäre nicht erklärt werden kann. Es scheint, daß sie vorwiegend auf die Einwirkung der Erdoberfläche zurückzuführen ist. Nun diesen Faktor, die Diffusion des Lichtes durch die Erdoberfläche, berücksichtigt die Theorie Ahlgrimms nicht.

In dem vorliegenden Aufsatze macht der Autor den Versuch, eine Theorie der Lichtzerstreuung für absolut reine Atmosphäre zu geben,

---

Weltkunde in Petrograd im Jahre 1920 vorgetragen. Die Theorie führt zu folgender Formel für die Polarisationsgröße im beliebigen Himmelspunkte, dessen Abstände von den neutralen Punkten Babinet und Arago φ_1 und φ_2 sind

$$P = \frac{N \sin \varphi_1 \cdot \sin \varphi_2}{M + N \cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2},$$

wo M und N etwaige Funktionen der Sonnenhöhe sind, deren Form Sawraisky nicht bestimmt hatte.

1) M. Born, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **19**, 43, 1917; **20**, 16, 1918.
2) Rayleigh, Phil. Mag. **35**, 373, 1918.
3) Cabannes, Ann. de Phys. **15**, 5, 1921.
4) R. Gans, Zeitschr. f. Phys. **17**, 353, 1923.
5) Tichanowsky, diese Zeitschr. **28**, 254, 1927.
6) M. J. Schirmann, Ann. d. Phys. **61**, 195, 1920.
7) W. Milch, Zeitschr. f. Geophys. **1**, 109, 1925.
8) G. Pokrowski, Zeitschr. f. Phys. **41**, 688, 1927.
9) Als der am meisten ausgearbeiteten Theorie mit Berücksichtigung der sekundären Diffusion.
10) Tichanowsky, Meteorol. Zeitschr. **43**, 361, 1926; diese Zeitschr. **28**, 252, 1927.

1) Tichanowsky, Meteorol. Zeitschr. **43**, 154, 1926.
2) Tichanowsky, Meteorol. Zeitschr. **43**, 361, 1926.
3) Tichanowsky, id.

eine Theorie, welche von der Lichtzerstreuung durch anisotrope Moleküle ausgeht und die sekundäre Lichtdiffusion und die Diffusion durch die Erdoberfläche berücksichtigt.

§ 2. Die vorgelegte Theorie beschränkt sich auf die Betrachtung der Erscheinungen für Punkte der Sonnenvertikalen, wobei in Betracht gezogen werden muß, daß die polarimetrischen Messungen in der Atmosphäre sich fast ausschließlich auf die verschiedenen Punkte der Sonnenvertikalen beziehen.

Als Ausgangspunkt für den Aufbau der Theorie wird folgender vom Verfasser bei der Verallgemeinerung der Theorie Rayleigh-Cabannes festgestellte Satz dienen: Wenn auf die Volumeneinheit eines Gases mit anisotropen Molekülen eine vollkommen polarisierte Welle fällt, so werden die Intensitäten des Lichtes, welches durch diese Volumeneinheit in der mit der Richtung des elektrischen Feldes der einfallenden Welle den Winkel ψ bildenden Richtung zerstreut wird, durch folgende Formeln bestimmt:

$$J_1 = J_0 R a, \tag{1}$$

$$J_2 = J_0 R[a + 2(1 - a)\sin^2\psi], \tag{2}$$

wobei die Komponente, welche in der durch den zerstreuten Strahl und die Richtung des elektrischen Feldes der einfallenden Welle gehenden Ebene polarisiert wird, durch die Formel (1), die andere Komponente durch die Formel (2) bestimmt wird. In diesen Formeln ist J_0 die Intensität des einfallenden Lichtes, a der optische Koeffizient der Molekülanisotropie des gegebenen Gases,

$$R = \frac{3\pi^2(n^2-1)^2}{r^2\lambda^4 L(6-7a)},$$

wo n Brechungskoeffizient, r Abstand von der zerstreuenden Volumeneinheit, λ Wellenlänge, L Zahl der Moleküle in der Volumeneinheit. Lassen wir die Atmosphäre durch die nichtpolarisierten Sonnen- bzw. Mondstrahlen beleuchtet werden, welche den Winkel α (Sonnenhöhe) mit der von uns als Ebene betrachteten Erdoberfläche bilden. Lassen wir die Richtung (in der Sonnenvertikale), welche den Winkel φ mit der Richtung gegen die Sonne bildet, visieren. Wir wollen nun die Intensitäten des Lichtes, welches in dieser Richtung zerstreut wird, ausrechnen, wobei wir den Lichtverlust in der Atmosphäre nicht beachten. Es wird dabei angenommen, daß die Erdoberfläche sich nicht im Meeresniveau und der Beobachtungsort (der Beobachter) sich nicht auf der Erdoberfläche befinden.

§ 3. Berechnen wir die Intensitäten des Lichtes, welches in der Richtung OE (Fig. 1) zerstreut wird, wobei wir uns zuerst auf die Betrachtung der Zerstreuung des auf die Moleküle nur direkt von der Sonne fallenden Lichtes beschränken. Sei O irgendein Punkt in der bezeichneten Richtung. Bilden wir um diesen Punkt herum ein Volumenelement dv. Stellen wir nun uns weiter ein Koordinatsystem vor, dessen Anfang in O sich befindet, dessen Z-Achse senkrecht zur Erdoberfläche, denen X-Achse horizontal ist und die letzte in der Ebene der Sonnenvertikale liegt.

Für die Intensitäten des durch das Volumenelement dv zerstreuten Lichtes bekommen wir bei Benutzung der Formeln (1) und (2) folgende Formeln:

$$dJ'_y = J_0 R_z dv, \tag{3}$$

$$dJ'_n = J_0 R_z (a\sin^2\varphi + \cos^2\varphi)\, dv, \tag{4}$$

wobei dJ'_y die Intensität der Komponente ist, welche in der Ebene der Sonnenvertikale polarisiert wird, dJ'_n die Intensität der anderen Komponente; ebenso wie oben

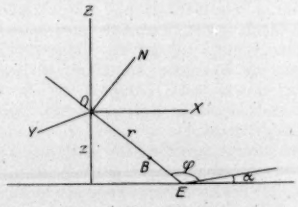


Fig. 1.

$$R_z = \frac{3\pi^2(n_z^2-1)^2}{r^2\lambda^4 L_z(6-7a)},$$

wobei n_z und L_z Werte n und L für den Punkt O, welcher auf der Höhe z über der Erdoberfläche sich befindet, sind; a wird gleich für alle Punkte der Atmosphäre angenommen.

Indem wir die Gleichung

$$n - 1 = \frac{(z_0 - 1)H}{(1 + at)H_0}$$

benutzen, erhalten wir

$$\frac{(n_z^2-1)^2}{L_z} = \frac{(n_0^2-1)^2}{L_0}\frac{\delta_z}{\delta_0}, \tag{5}$$

wo δ_z Luftdichte in der Höhe z über der Erdoberfläche, δ_0 Dichte bei $t = 0$ und normalem Luftdrucke H_0.

Indem wir (5) in (3) und (4) einsetzen, gehen wir zur Berechnung J'_y und J'_n, d. h. der In-

tensitäten des Lichtes über, welches durch alle Luftmoleküle, die in der Richtung EO innerhalb des Raumwinkels mit der Öffnung u sich finden, von dem Beobachtungsorte (B) bis zur Grenze der Atmosphäre zerstreut wird.

Indem wir dv durch $\omega r^2 dr$ ersetzen, führen wir die Integration aus, wobei

$$\frac{1}{\delta_{0,}}\int \delta_s dr = h m_v \frac{H_b}{H_0}, \qquad (6)$$

wo h die Höhe der homogenen Atmosphäre, m_v die „Masse" der Atmosphäre in der visierten Richtung bei normalem Atmosphärendruck $m_v = 1$, wenn der Zenit visiert wird), H_b atmosphärischer Druck am Beobachtungsort.

Wir bekommen auf solche Weise folgende Endformeln:

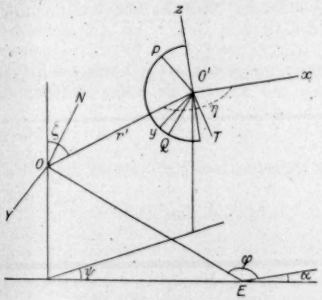


Fig. 2.

$$J'_y = J_0 \frac{3\pi^2 (n_0^2 - 1)^2 \omega}{\lambda^4 L_0 (6-7a)} h m_v \frac{H_b}{H_0} \qquad (7)$$

$$J'_u = J_0 \frac{3\pi^2 (n_0^2 - 1)^2 \omega}{\lambda^4 L_0 (6-7a)} h m_v \frac{H_b}{H_0} (a \sin^2\varphi + \cos^2\varphi). \qquad (8)$$

§ 4. Wir wollen jetzt zur Berechnung der Intensitäten des zweimal zerstreuten Lichtes übergehen.

Nehmen wir das Volumenelement dv' im Punkte O' (Fig. 2) an, dessen Lage durch folgenden Koordinaten bestimmt wird: durch den Abstand $OO' = r'$, durch die Zenitdistanz ζ und das Azimut ψ. Stellen wir uns weiter vor, daß das Koordinatensystem mit dem Anfang in dem Punkte O', dessen X-Achse nach der Sonne gerichtet wird und die Y-Achse zu der Ebene der Sonnenvertikale senkrecht steht. Die Amplituden des elektrischen Feldes der auf O' fallenden Lichtwelle bezeichnen wir durch E_p und E_q; E_p ist eine Komponente nach der Richtung PO', welche zu OO' senkrecht ist und in der Ebene YOZ' liegt; E_q ist eine Komponente nach der Richtung $O'Q$, welche in der Ebene $YO'Z$ liegt und $O'P$ senkrecht ist. Die Intensitäten des Lichtes, welches nach der Richtung $O'O$ durch das Volumenelement O' zerstreut wird, werden sein

$$dJ'_p = J_0 \frac{3\pi^2 (n'^2 - 1)^2}{r'^2 \lambda^4 L' (6-7a)} dv' = J_0 R' dv',$$

$$dJ'_t = J_0 \frac{3\pi^2 (n'^2 - 1)^2}{r'^2 \lambda^4 L' (6-7a)} (a \sin^2\eta + \cos^2\eta) dv' =$$
$$= J_0 R' (a \sin^2\eta + \cos^2\eta) dv',$$

wo dJ'_p die Intensität mit elektrischem Vektor parallel $O'P$, dJ'_t — parallel $O'T$, wobei $O'T$ senkrecht sowohl zu $O'P$, wie auch zu $O'O$ ist; η ist der Winkel $XO'O$; den Winkel zwischen $O'P$ und $O'Z$ bezeichnen wir durch ε.

Wir wollen jetzt die Intensitäten des Lichtes berechnen, welches durch das Volumenelement in O (dv) in der Richtung OE zweimal zerstreut wird. Bezeichnen wir durch E'_p und E'_t die Komponenten des elektrischen Feldes des einmal zerstreuten Lichtes, welche den Intensitäten dJ'_p und dJ'_t entsprechen, und betrachten zuerst die Intensitäten di''_y und di''_u des zweifach zerstreuten Lichtes, welche durch die Komponente E'_p bewirkt werden; diese Intensitäten werden den mittleren Quadraten der entsprechenden Komponenten des elektrischen Molekülmomentes proportional sein, nämlich

$$di''_y = A\overline{q''^2_y}$$
$$di''_u = A\overline{q''^2_u}.$$

Wenn wir die Komponenten des elektrischen Momentes eines Moleküls durch q_x, q_y, q_z, bezeichnen, dann wird:

$$\overline{q''^2_u} = (q_x \sin\varphi + q_z \cos\varphi)^2 = \overline{q''^2_x} \sin^2\varphi + \overline{q''^2_z} \cos^2\varphi$$

sein, da $\overline{q_x \cdot q_z} = 0$, weil E'_p in der Ebene $ZO'Y$ liegt.

Aber nach (1) und (2)

$$A\overline{q''^2_x} = dJ'_p \cdot Ra,$$

$$A\overline{q''^2_y} = dJ'_p \cdot R[a\cos^2\varepsilon + (2-a)\sin^2\varepsilon],$$

$$A\overline{q''^2_z} = dJ'_p \cdot R[a\sin^2\varepsilon + (2-a)\cos^2\varepsilon],$$

und darum

$$di''_y = dJ'_p \cdot R[a\cos^2\varepsilon + (2-a)\sin^2\varepsilon],$$

$$di''_u = dJ'_p \cdot R[a\sin^2\varphi +$$
$$+ \{a\sin^2\varepsilon + (2-a)\cos^2\varepsilon\}\cos^2\varphi].$$

Betrachten wir jetzt die Intensitäten des zweimal zerstreuten Lichtes, welches durch die Komponente E_t' bewirkt worden ist.

Dem vorigen analog

$$d i_y'' = A\,\overline{q_y^2} = d J_t' \cdot R[a + 2(1-a)\cos^2\varepsilon\cos^2\eta],$$

$$d i_n'' = A\,\overline{q_n^2} = A\left(\overline{q_z^2}\sin^2\varphi + \overline{q_x^2}\cos^2\varphi\right) = {}^{1})$$

$$= d J_t' \cdot R[\{a\cos^2\eta + (2-a)\sin^2\eta\}\sin^2\varphi + \{a + 2(1-a)\sin^2\varepsilon\cos^2\eta\}\cos^2\varphi]$$

Indem wir jetzt die beiden $d i_y''$ und beiden $d i_n''$ addieren, erhalten wir folgende Intensitäten des Lichtes, welches zweifach durch das Volumen dv im Punkte o zerstreut wird und welches aus dem Volumen dv' im Punkte O' ankommt:

$$d J_y'' = J_0 R R'[2(\sin^2\varepsilon + \cos^2\varepsilon\cos^4\eta) + a(\cos^2 a - \sin^2\varepsilon + 2\cos^2\varepsilon\cos^2\eta\sin^2\eta + \cos^2\eta - 2\cos^2\varepsilon\cos^4\eta) + a^2(\sin^2\eta - 2\cos^2\varepsilon\cos^2\eta\sin^2\eta)]\,dv\,dv',$$

$$d J_n'' = J_0 R R'[\{2\cos^2\eta\sin^2\eta + a(1 + 2\sin^4\eta + \cos^4\eta) + a^2(\cos^2\eta\sin^2\eta - \sin^4\eta)\}\sin^2\varphi + [2\cos^2\varepsilon + 2\sin^2\varepsilon\cos^4\eta + a(\sin^2\varepsilon - \cos^2\varepsilon + 2\sin^2\varepsilon\cos^2\eta\sin^2\eta + \cos^2\eta - 2\sin^2\varepsilon\cos^4\eta) + a^2(\sin^2\eta - 2\sin^2\varepsilon\cos^2\eta\sin^2\eta)]\cos^2\varphi\}\,dv\,dv'.$$

Führen wir jetzt statt der Winkel η und ε die Winkel ζ und ψ ein, indem wir die Beziehungen

$$\cos\eta = \sin\zeta\cos\psi\cos\alpha + \cos\zeta\sin\alpha,$$
$$\sin\eta\cos\varepsilon = \sin\zeta\sin\psi,$$
$$\sin\eta\sin\varepsilon = \cos\zeta\cos\alpha - \sin\zeta\cos\psi\sin\alpha$$

benutzen, wo d die Sonnenhöhe ist. Außerdem ersetzen wir dv' durch $r'^2\sin\zeta\,dr'\,d\zeta\,d\psi$, dv durch $r^2\omega\,dr$. Nach der Integration bezüglich ψ in den Grenzen von o bis 2π, wobei freilich P', welches dem $R'r'^2$ gleich ist, von ψ unabhängig ist, erhalten wir indem wir $R_z r^2 = P_z$ setzen und uns auf die ersten Potenzen von α beschränken,

$$J_y'' = \pi\omega J_0\int\int\int P_z\cdot P'\left\{2\left[2\sin\zeta - \sin^3\zeta(1+\sin^2\alpha) - \frac{1}{4}\sin^5\zeta(1-5\sin^2\alpha)\right] + \right.$$
$$\left. + a[-2\sin\zeta(1-\sin^2\alpha) + \sin^3\zeta(3+\sin^2\alpha) + \sin^5\zeta(1-5\sin^2\alpha)]\right\}dr\,dr'\,d\zeta, \qquad (9)$$

$$J_n'' = \pi\alpha J_0\int\int\int P_z P'\left\{a\left[2\sin\zeta - \sin^3\zeta(1+\sin^2\alpha) - \frac{1}{4}\sin^5\zeta(1-5\sin^2\alpha)\right] + \right.$$
$$+ 2\sin^2\varphi\left[2\sin\zeta\sin\alpha(1-\sin^2\alpha) + \sin^3\zeta(1-9\sin\alpha + 10\sin^4\alpha) - \right.$$
$$\left. - \frac{1}{4}\sin^5\zeta(3 - 30\sin^2\alpha + 35\sin^4\alpha)\right] + \alpha\sin^2\varphi\left[2\sin\zeta(2 - 5\sin^2\alpha + 4\sin^4\alpha) + \right.$$
$$\left. + \sin^3\zeta(-4 + 40\sin^2\alpha - 40\sin^4\alpha) + \frac{1}{4}\sin^5\zeta(13 - 125\sin^2\alpha + 140\sin^4\alpha)\right] +$$
$$+ 2\cos^3\varphi\left[2\sin\zeta\sin^4\alpha + \sin^3\zeta(1 + 7\sin^2\alpha - 10\sin^4\alpha) + \frac{1}{4}\sin^5\zeta(4 - 35\sin^2\alpha + \right.$$
$$\left. + 35\sin^4\alpha)\right] + \alpha\cos^2\varphi\left[2\sin\zeta\sin^2\alpha(3 - 4\sin^2\alpha) + \sin^3\zeta(2 - 36\sin^2\alpha + \right.$$
$$\left. \left. + 40\sin^4\alpha) + \frac{1}{4}\sin^5\zeta(-15 + 135\sin^2\alpha - 140\sin^4\alpha)\right]\right\}dr\,dr'\,d\zeta. \qquad (10)$$

Wir führen weiter die Integration nach r' von $r' = o$ bis zur Grenze der Atmosphäre aus. Diese Integration mittels der Formeln (5) und (6) gibt

$$\int P'\,dr = P_0 h m_\zeta \frac{H_z}{H_0}.$$

Wir beachten weiter, daß, wenn H_r der atmosphärische Druck auf der Erdoberfläche ist,

$$\frac{H_z}{H_0}m_\zeta + \frac{H_z}{H_0}m_{180^\circ-\zeta} = \frac{H_r}{H_0}m_\zeta$$

das etwaige Intervall ζ von $90^0 - \gamma$ bis $90^0 + \gamma$ ausgenommen, wobei γ desto kleiner ist, je kleiner z und das Verhältnis zwischen den Dimensionen der Atmosphäre nach den horizontalen und vertikalen Richtungen sind. Wir nehmen an (unangenehme Annahme!), daß die Atmosphäre so kleine Dimension in der vertikalen Richtung im Verhältnis zur horizontalen hat, daß man den

[1]) $\overline{q_x \cdot q_z} = o$, da $O'T$ in der Ebene $XO'O$ liegt.

Winkel γ vernachlässigen kann. Indem wir nach ζ zur Integration, welche in den Grenzen von 0 bis π ausgeführt werden sollte, übergehen, können wir dann folgende Ersetzung der Integrale ausführen

$$\int_{\zeta=0}^{\zeta=\pi} m_\zeta \frac{H_e}{H_0} \sin\zeta\, d\zeta = \int_{\zeta=0}^{\zeta=\frac{\pi}{2}} m_\zeta \frac{H_e}{H_0} \sin\zeta\, d\zeta$$

und in analoger Weise andere Integrale umgestalten, d. h. die, welche $\sin^3\zeta$ und $\sin^5\zeta$ enthalten.

Die Formeln (9) und (10) nehmen dann folgende Form an

$$J'_v = \pi\omega J_0 P_0 h \frac{H_e}{H_0} \int P_z \Big\{ 2\Big[2A - B(1+\sin^2\alpha) - \frac{1}{4} C(1-5\sin^2\alpha)\Big] + a[-2A(1-\sin^2\alpha) + B(3+\sin^2\alpha) + C(1-5\sin^2\alpha)]\Big\} dr.$$

$$J''_v = \pi\omega J_0 P_0 h \frac{H_e}{H_0} \int P_z \Big\{ a\Big[2A - B(1+\sin^2\alpha) - \frac{1}{4} C(1-5\sin^2\alpha)\Big] + 2\sin^2\varphi\Big[2A\sin^2\alpha(1-\sin^2\alpha) + B(1-9\sin^2\alpha+10\sin^4\alpha) - \frac{1}{4} C(3-30\sin^2\alpha+35\sin^4\alpha)\Big] + a\sin^2\varphi\Big[2A(2-5\sin^2\alpha+4\sin^4\alpha) - 4B(1-10\sin^2\alpha+10\sin^4\alpha) + \frac{1}{4} C(13-125\sin^2\alpha+140\sin^4\alpha)\Big] + 2\cos^2\varphi\Big[2A\sin^4\alpha + B(1+7\sin^2\alpha-10\sin^4\alpha) + \frac{1}{4} C(4-35\sin^2\alpha+35\sin^4\alpha)\Big] + a\cos^2\varphi\Big[2A\sin^2\alpha(3-4\sin^2\alpha) + 2B(1-18\sin^2\alpha+20\sin^4\alpha) - \frac{1}{4} C(15-135\sin^2\alpha+140\sin^4\alpha)\Big]\Big\} dr,$$

wo

$$A = \int_0^{\frac{\pi}{2}} m_\zeta \sin\zeta\, d\zeta,$$

$$B = \int_0^{\frac{\pi}{2}} m_\zeta \sin^3\zeta\, d\zeta,$$

$$C = \int_0^{\frac{\pi}{2}} m_\zeta \sin^5\zeta\, d\zeta$$

sind. Nehmen wir Werte z. B. aus der Theorie Bemporads[1]). Dann finden wir durch mechanische Quadratur folgende Werte:

$$A = 2{,}611,\quad B = 2{,}278,\quad C = 2{,}117.$$

Erfüllen wir endlich die Integration nach r. Bei Benutzung der Formel (5) und (6) erhalten wir

$$\int P_z\, dr = P_0 h m_v \frac{H_e}{H_0}.$$

Auf diese Weise bekommen wir folgende definitiven Ausdrücke für die Intensitäten des zweifach zerstreuten Lichtes

$$J''_v = 2J_0\pi\omega P_0^2 h^2 m_v \frac{H_e H_b}{H_0^2} \{2{,}415 + 0{,}370\sin^2\alpha + a(1{,}865 - 1{,}542\sin^2\alpha)\} = 2J_0\pi\omega P_0^2 h^2 m_v \frac{H_e H_b}{H_0^2} K_1. \tag{11}$$

$$J''_h = 2J_0\pi\omega P_0^2 h^2 m_v \frac{H_e H_b}{H_0^2} \{\sin^2\varphi[0{,}691 + 0{,}590\sin^2\alpha - 0{,}957\sin^4\alpha + a(5{,}313 - 0{,}374\sin^2\alpha + 1{,}919\sin^4\alpha)] + \cos^2\varphi[4{,}395 - 2{,}569\sin^2\alpha + 0{,}957\sin^4\alpha + a(-0{,}482 + 2{,}719\sin^2\alpha - 1{,}919\sin^4\alpha)]\} = 2J_0\pi\omega P_0^2 h^2 m_v \frac{H_e H_b}{H_0^2} K_2. \tag{12}$$

1) Pernter-Exner, Meteorologische Optik, 2. Aufl., 1922, S. 742; Winkelmann, Handbuch der Physik 6. 551, 1906.

§ 5. Gehen wir endlich zur Ausrechnung der durch die Lichtdiffusion der Erdoberfläche bedingten Intensitäten. Halten wir die Erdoberfläche für völlig diffus-zerstreuend in dem Sinne, daß die Quantität des in beliebiger Richtung durch ein Element der Erdoberfläche zerstreuten Lichtes von dieser Richtung unabhängig ist und daß dieses zerstreute Licht unpolarisiert ist. Wenn die Albedo der Erdoberfläche durch μ bezeichnet wird, so wird die Intensität im Punkte O (Fig. 3) des durch das Element $\varrho d\varrho d\psi$ der Erdoberfläche (im Punkte E) zerstreuten Lichtes

$$\frac{\mu J_0 \sin\alpha}{2\pi} \frac{\varrho d\varrho d\psi}{r'^2} = M \frac{\varrho d\varrho d\psi}{r'^2}$$

sein.

Bezeichnen wir die Intensitäten des Lichtes, welches vom Elemente $\varrho d\varrho d\psi$ auf das im Punkte O befindliche Volumenelement dv fällt, durch

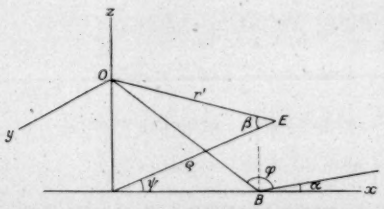


Fig. 3.

dJ_β und dJ_φ. dJ_β ist die Intensität des Strahles mit den Schwingungen nach OP, dJ_β — nach OQ. Dabei ist $OP \perp OE$ und liegt in der Ebene ZOE; $OQ \perp OE$ und $\perp OP$ und folglich in der Ebene XOY liegt. Die Intensitäten des Lichtes, welches in der Richtung OB zerstreut wird (Ebene OBX ist die Ebene Sonnenvertikale, BX liegt auf der Erdoberfläche), werden sein

$$dJ'_n = A\overline{q_n^2} \text{ und } dJ'_y = A\overline{q_y^2},$$

wo $\overline{q_n^2}$ und $\overline{q_y^2}$ mittlere Quadrate des elektrischen Molekülmomentes nach den Richtungen OY und ON sind, wobei $ON \perp OB$ und $\perp OY$.

Beschränken wir uns auf die Betrachtung des Lichtes, welches nur durch die isotropen Moleküle zerstreut wird, und zwar aus folgenden Gründen. Die von uns oben gemachte Annahme hinsichtlich der zerstreuenden Beschaffenheit der Erdoberfläche bewährt sich nur in grober Annäherung. Z. B. nach den Messungen von G. Tichow (1917), welche auf der Höhe von 1300 m vom Luftballon ausgeführt wurden, besitzt das von der Erdoberfläche ausgehende Licht eine Polarisation von 130 Promille (Wald im Nadir), 190 Promille (grüne und schwarze Äcker in 90° von der Sonne in der Sonnenvertikale). Weiter ändert sich die Albedo der Erde so stark in Abhängigkeit vom Zustande der Erdoberfläche, daß wir die Werte der Albedo, die nur in sehr unbedeutender Annäherung (z. B. bis 10—15 Proz.) genommen werden, benutzen können. Aus diesen Gründen hat es keinen Sinn in diesem Falle die Molekülanisotropie, deren Einwirkung einige Prozente ausmacht, zu berücksichtigen.

Bei den isotropen Molekülen geben dJ_β und dJ_φ für ein einzelnes Molekül nur q_β und q_φ, wobei $q_\beta = q_\varphi$. Diese Komponenten des elektrischen Momentes der Moleküle geben folgende Komponenten nach den Richtungen OY und ON:

q_β gibt nach $OY - q_\beta \sin\beta \sin\psi$, nach $ON - q_\beta \cos\beta \cos(\varphi + \alpha)$ und $q_\beta \sin\beta \cos\psi$,

q_φ gibt nach $OY - q_\varphi \cos\psi$, nach $ON - q_\varphi \sin\psi \sin(\varphi + \alpha)$.

Darum

$$dJ'_y = A\overline{q^2}(\sin^2\beta \sin^2\psi + \cos^2\psi),$$
$$dJ'_n = A\overline{q^2}[\cos^2\beta \cos^2(\varphi + \alpha) + \sin^2\beta \cos^2\psi + \sin^2\psi \sin^2(\varphi + \alpha) + 2\sin^2\beta \sin^2\psi \cos^2\psi \sin^2(\varphi + \alpha)].$$

Der Wert $A\overline{q^2}$ ist nicht schwer zu finden, indem $\psi = 0$ gesetzt wird, weil dann

$$dJ'_y = A\overline{q^2} = JR_s dv,$$

wo

$$R_s = \frac{3\pi^2 (n_s^2 - 1)^2}{r^2 \lambda^4 L_s (6 - 7a)},$$

$$J = \tfrac{1}{2} M \frac{\varrho d\varrho d\psi}{r'^2}, \quad dv = \omega r^2 dr.$$

Auf solche Weise ergibt sich, wenn wir $P_s = R_s r^2$ einführen,

$$J'_y = \frac{M\omega}{2} \iiint P_s (\sin^2\beta \sin^2\psi + \cos^2\psi) \frac{\varrho d\varrho d\psi dr}{r'^2},$$

$$J'_n = \frac{M\omega}{2} \iiint P_s \Big[\cos^2\beta \cos^2(\varphi + \alpha) + \sin^2\beta \cos^2\psi + \sin^2\psi \sin^2(\varphi + \alpha) + 2\sin\beta \sin\psi \cos\psi \sin(\varphi + \alpha)\Big] \frac{\varrho d\varrho d\psi dr}{r'^2}.$$

Indem wir die Integration nach ψ von 0 bis 2π und nach ϱ von 0 bis ϱ_0 ausführen, bekommen wir

$$J'_y = \frac{1}{4} M \omega \pi \int P_z \left[\lg\left(1 + \frac{\varrho_0^2}{z^2}\right) + \frac{\varrho_0^2}{z^2 + \varrho_0^2} \right] d\tau,$$

$$J'_n = \frac{1}{4} M \omega \pi \int P_z \left[\left\{1 + \cos^2(\varphi + \alpha)\right\} \lg\left(1 + \frac{\varrho_0^2}{z^2}\right) + \left\{1 - 2\cos^2(\varphi + \alpha)\right\} \frac{\varrho_0^2}{z^2 + \varrho_0^2} \right] d\tau.$$

Hier ist ϱ_0 derjenige Wert des ϱ, bei welchem das durch die Erdoberfläche zerstreute Sonnenlicht in dem Beobachtungspunkte schon praktisch unmerklich ist.

Indem wir endlich zur Integration nach τ übergehen, bekommen wir bei Benutzung der Formeln (5) und (6)

$$J'_y = \frac{1}{16} \mu J_0 \omega \sin\alpha \frac{\pi^2 (n_0^2 - 1)^2}{\lambda^4 L_0} m_v \frac{H_\delta}{H_0} [F_1 + F_2], \tag{13}$$

$$J'_n = \frac{1}{16} \mu J_0 \omega \sin\alpha \frac{\pi^2 (n_0^2 - 1)^2}{\lambda^4 L_0} m_v \frac{H_\delta}{H_0} \left[\left\{1 + \cos^2(\varphi + \alpha)\right\} F_1 + \left\{1 - 2\cos^2(\varphi + \alpha)\right\} F_2 \right], \tag{14}$$

wo

$$F_1 = \frac{H_0}{H_\delta} \frac{1}{\delta_0} \int_{z_0}^{\text{Grenze der Atm.}} \delta_z \lg\left(1 + \frac{\varrho_0^2}{z_0}\right) dz,$$

$$F_2 = \frac{H_0}{H_\delta} \frac{1}{\delta_0} \int_{z_0}^{\text{Grenze der Atm.}} \delta_z \frac{\varrho_0^2}{z^2 + \varrho_0^2} dz,$$

wobei z_0 die Standhöhe des Polarimeters über der Erdoberfläche bezeichnet.

Benutzen wir die Formel

$$\delta_z = \delta_0 \frac{H_e}{H_0} e^{-\frac{H_0 Z}{H_\delta h}},$$

wo h die Höhe der homogenen Atmosphäre ist. Nehmen wir einen speziellen Fall $H_\delta = H_0$. Dann bekommen wir durch mechanische Quadratur folgende Werte:

$$F_1 = 39.10^5, \quad F_2 = 7{,}7.10^5.$$

Es ist nicht schwer, Werte für F_1 und F_2 bei $H_\delta \neq H_0$ für verschiedene numerische Werte H_δ zu erhalten.

§ 6. Indem wir alle Intensitäten mit den Schwingungen nach OJ (d. h. aus Formeln 7, 11, 13) einerseits und alle Intensitäten mit Schwingungen nach ON (d. h. aus den Formeln 8, 12, 14) andererseits addieren, bekommen wir definitive Ausdrücke für die zwei Intensitäten des Himmelslichtes in gegebener Richtung und bei gegebener Sonnenhöhe. Indem wir diese beiden Intensitäten addieren, bekommen wir die allgemeine Intensität des Himmelslichtes in gegebener Visierrichtung und auf diese Weise erhalten wir die Möglichkeit in beliebigen Punkten der Sonnenvertikale bei beliebiger Sonnenhöhe die Helligkeit des Himmelsgewölbes für die Strahlen beliebiger Wellenlänge auszurechnen, folglich auch die Himmelsfarbe in diesem Punkte zu bestimmen. Weiter bekommen wir folgenden Ausdruck für die Polarisationsgröße des Himmelslichtes

$$= \frac{(1-a)\sin^2\varphi + \dfrac{6\pi^3 (n_0^2 - 1)^2 h}{\lambda^4 L_0 (6 - 7a)} \dfrac{H_e}{H_0} (K_1 - K_2) - \dfrac{\mu \sin\alpha}{8h} (F_1 - 2F_2) \cos^2(\varphi + a)}{(1+a)\sin^2\varphi + 2\cos^2\varphi + \dfrac{6\pi^3 (n_0^2 - 1)^2 h}{\lambda^4 L_0 (6 - 7a)} \dfrac{H_e}{H_0} (K_1 + K_2) + \dfrac{\mu \sin\alpha}{8h} \left[2(F_1 + F_2) + (F_1 - 2F_2) \cos^2(\varphi + \alpha) \right]} \tag{15}$$

Wir beschränken uns hier bis jetzt auf die Prüfung der angeführten Theorie nur an einigen Erscheinungen der Himmelspolarisation.

Bei der Sonnenhöhe 0° im Meersniveau ($H_e = H_0$) bekommen wir mit Hilfe der Formel (15) folgende Werte der Polarisationsgröße in 90° von der Sonne

Wellenlänge (in $\mu\mu$)	436	529	679
Polarisationsgröße	809	864	893
Prozentverhältnis	90,6	96,8	100,0

wobei die entsprechenden Werte des Brechungsindexes nach der Formel von Kayser und Runge[1]) berechnet worden sind.

1) Landolt-Börnstein, Phys. Chem. Tabellen, 5 Aufl., 960.

Bei denselben Bedingungen, aber für $H_e = 660$ mm für $\lambda = 529$ bekommen wir $p = 867$. Auf solche Weise ist zum ersten Male die theoretische Lösung der Frage nach der Abhängigkeit der Polarisationsgröße von der Ortshöhe erhalten worden: die maximale Himmelspolarisation bei der Sonnenhöhe 0° nimmt mit der Zunahme der Ortshöhe über dem Meeresniveau zu. Es soll bemerkt werden, daß die Zunahme der Polarisation nur in dem Falle statthat, wenn der Beobachtungsort auf der Erdoberfläche sich findet. Bei dem Hinaufsteigen des Beobachters über der Erdoberfläche z. B. im Luftballon, wenn H_e unveränderlich bleibt, wird die Polarisationsgröße nach der Formel (15) keine Veränderung erfahren. Somit bestätigt diese Theorie die vom Autor früher[1]) ausgesprochene Annahme nicht, daß bei der Anwesenheit der zweimaligen Lichtdiffusion in der Atmosphäre die Polarisation bei dem Hinaufsteigen über der Erdoberfläche abnehmen muß.

Was die Abhängigkeit der maximalen Polarisation von der Sonnenhöhe anbelangt, so ist bei $\lambda = 529$, $\alpha = 45°$, $H_e = H_0$, $\mu = 0{,}1$

$$p = 827.$$

Also beträgt nach der Theorie die Änderung der Polarisationsgröße bei der Zunahme der Sonnenhöhe von 0° bei 45° für $\mu = 0{,}1$ 37 Promille. Um dieses Resultat mit den Beobachtungsresultaten zu vergleichen, möchte ich eine Messung anführen, die in Sarapul (Uralgebiet), welches fast auf Meeresniveau (100 m) sich befindet und keine große Wasseroberfläche (außer der des Flusses Kama) bietet, ausgeführt worden ist

1) Tichanowsky, Meteorol. Zeitschr. **43**, 366, 1926.

1917, 26. Juli		
Sonnenhöhe	45°	0°
Polarisation	651	709

Die Änderung der Polarisation beträgt 58 Promille. Der Wert aber $\mu = 0{,}1$ bezieht sich auf den Fall, daß wir ein Gelände haben, das zur Hälfte aus Feld, zur Hälfte aus Wald besteht[1]). Nehmen wir nun $\mu = 0{,}13$, was nach den Messungen Dornos[2]) sich auf die Erdoberfläche, welche von Kies bedeckt wird, bezieht; wir erhalten dann für $\alpha = 45°$ $p = 791$ und folglich beträgt die Wertdifferenz bei $\alpha = 0$ und $\alpha = 45°$ schon 73[3]). Somit können wir bei Berücksichtigung des Lichtes, welches von der Erdoberfläche reflektiert wird, die Abhängigkeit der maximalen Himmelspolarisation von der Sonnenhöhe gänzlich quantitativ erklären.

Wollen wir endlich noch den Abstand der neutralen Punkte von der Sonne oder vom Gegenpunkte der Sonne berechnen; bei $\alpha = 0$, $H_e = H_0$, $\lambda = 529$ haben wir $p = 0$ bei $\varphi = 15°\,35'$; dagegen geben die auf mehr oder weniger verunreinigte Atmosphäre bezüglichen Beobachtungen annähernd 18°. Es soll noch hinzugefügt werden, daß die vorgelegte Theorie die Möglichkeit gibt, die Abhängigkeit der Abstände der neutralen Punkte von der Wellenlänge und von der Ortshöhe über dem Meeresniveau festzustellen.

1) Beobachtungen Stuchtey und Wegener, Pernter-Exner, Meteorol. Optik 708, 1922.

2) Pernter-Exner, id.

3) Es muß bemerkt werden, daß wir die Werte der Albedo benutzen, welche wahrscheinlich sich auf den ganzen Bereich des sichtbaren Spektrums bezieht, während es notwendig wäre, den Wert von Albedo für die Strahlen der gegebenen Wellenlänge zu gebrauchen.

Simferopol, Pädagog. Institut, 15. Juni, 1927.

(Eingegangen 25. Juni 1927.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IV. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KISSINGEN VOM 18.—24. SEPTEMBER 1927.

L. S. Ornstein (Utrecht), Methoden und Resultate der Intensitätsmessung.

1.

Seitdem ich am Bonner Physikertag zum ersten Male die Resultate der Intensitätsmessung an Multipletts mitteilte, ist auf diesem Gebiete viel gearbeitet und ist dadurch die Theorie der Spektren wesentlich gefördert.

Es ist mir eine große Ehre, daß der Vorstand der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für Technische Physik mich eingeladen haben, über dieses Thema zu berichten.

Ich werde in diesem Vortrage versuchen, den Fortschritt auf dem Gebiete der Meßmethode kurz darzustellen und diejenigen Resultate besprechen, die zu neuen noch nicht gelösten

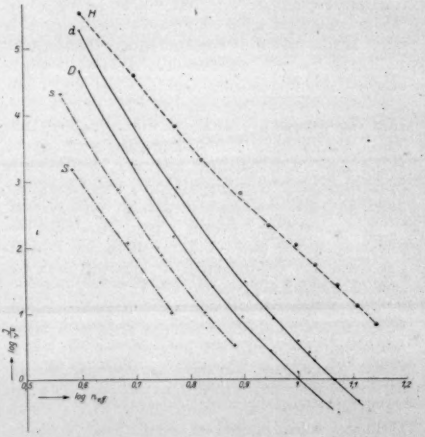
Fragen anregen. Die sehr wichtigen theoretischen Arbeiten über Summenregel, Intensitätsformeln für Multipletts, Zeemaneffekte usw., werde ich nicht besprechen, da sie ja schon als Gemeingut der Wissenschaft betrachtet werden können, nur insoweit auch hier noch ungelöste Fragen liegen, möchte ich Ihre Aufmerksamkeit auf diese Fragen richten.

Ich werde mich weiter auf die Emissionsmessung im optischen Gebiet beschränken, methodisch verfährt man ja in derselben Weise auf dem Gebiete der Absorptionsmessung.

Die Methoden der Intensitätsmessung auf photographischem Wege sind im Utrechter Institut auf meine Initiative hin in Zusammenarbeit mit Moll, Burger und v. Cittert ausgearbeitet[1]). Ich möchte kurz zusammenfassend das Wesentliche der Methode skizzieren, daran können dann am bequemsten die Verbesserungen der Methode angeknüpft werden, die seitdem von verschiedenen Seiten vorgeschlagen sind.

Wenn man mittels einer photographischen Platte Intensitäten von Spektrallinien untersuchen will, muß man außer dem Linienspektrum auch eine Schwärzungs-Intensitätsskala auf der Platte photographieren. Mißt man dann die Schwärzung mit einem Mikrophotometer, dann kann man die Skala benutzen, um die Beziehung zwischen Intensität (J) (am besten $\log J$) und der Schwärzung graphisch festzulegen, und diese graphische Darstellung kann benutzt werden, um unbekannte Intensitäten (deren Schwärzung gemessen ist) in der Skala zu interpolieren[2]). Hat man mit Spektrallinien zu tun, deren Wellenlänge wenig unterschieden ist, so kann man annehmen, daß die Schwärzungskurven für diese Wellenlänge die gleichen sind, und man kann die Relativintensität der Linien leicht aus der mit Hilfe der Skala gefundenen Kurve ablesen.

Wenn die Wellenlängenabhängigkeit erheblicher ist, so kann die Plattenempfindlichkeit nicht vernachlässigt werden und muß diese Größe gemessen werden. Die Schwärzung ist dann verschieden für gleiche Energiemengen, die pro Zeiteinheit eine Flächeneinheit treffen. Die Messung der relativen Intensitäten erfordert dann, daß die Beziehung zwischen Energie und Schwärzung bei gegebener Wellenlänge bekannt ist. Um die Eichung der Plattenempfindlichkeit auszuführen, kann man eine Lichtquelle von bekannter Energieverteilung benutzen. Es ist dafür ein schwarzer Körper dienlich, der in verschiedenen Formen konstruiert ist, z. B. eine geheizte Wolframkugel mit Loch. (Zwikker.) Bei den Utrechter Messungen wurde eine (ev. überbelastete) Wolframdrahtlampe gebraucht, die geeicht wurde mit einer Methode, die ich angegeben habe (Thermosäule und Monochromator). Die Ausdehnung der Untersuchungen ins Ultraviolett zwang dazu, Lampen mit Quarzfenster zu benutzen. Die Eichung wurde durch Herrn v. Alfen[1]) (vgl. demnächst erscheinende Utrechter Doktorarbeit) ausgeführt, sowohl auf thermoelektrischem, als auf pyrometrischem Wege, wobei die Farbentemperatur bestimmt



wurde. Die Übereinstimmung der Methoden im Sichtbaren ist vorzüglich, die Lampe erwies sich als Graustrahler. Im Ultravioletten, wo Wolfram spezifische Reflexion zeigt, war eigentlich zu erwarten, daß die Strahlungskurve vom Wienschen Gesetz, das für den grauen Körper gilt, abweichen würde. Die Messungen an einer Spirallampe zeigten nun aber, daß dies nicht der Fall ist, was zu erklären ist durch eine — zufällige — Kompensation durch die Reflexionen an der Spirale; dadurch eignet sich eine derartige Lampe besonders als geeichte Lichtquelle. Sehr geeignet sind übrigens auch Wolframbandlampen mit Quarzfenster, da hierdurch Absorptionsvermögen und daher die Emission im Ultravioletten gut bestimmt werden kann und sie optisch Vorteile bieten.

Harrison[2]) hat als Standard-Lampe eine

1) Ich hatte Herrn Dorgelo beauftragt, die ersten Messungen auszuführen, und er hat sie daher publiziert.

2) Dabei kann man üblicherweise $\log \frac{u_0}{u}$ der unbelichteten Platte, u Ausschlag der belichteten Stelle, (u_0 Ausschlag im Photometer) als Schwärzung wählen, es empfiehlt sich oft statt dessen $\frac{u}{u_0}$ gegen $\log J$ abzutragen.

1) H. C. van Alfen, Stralungsmeding van Wolframlampen. Diss. Utr. 1927.

2) G. Harrison u. C. E. Herstäl, Photographic Photometry in the Ultraviolett. Journ. Opt. Soc. Am. S. 471, 1924.

sehr starke und konstante Linienlichtquelle benutzt — nämlich eine speziell konstruierte Quecksilberlampe (constricted mercury arc), die er auch mit Thermosäule und Galvanometer in Verbindung mit Monochromator durchgemessen hat.

Was nun die Schwärzungsmarken betrifft, möchte ich folgendes bemerken. Es ist möglich die Skala anzubringen, indem man mit Hilfe einer konstanten monochromatischen Lichtquelle die Platte mit verschiedenen Intensitäten bestrahlt und dann auch das Spektrum auf derselben Platte photographiert. Bei unseren orientierenden Messungen, die die Absorption betrafen, haben wir diesen Weg gewählt. Für Linienintensitäten schien der Weg nicht einwandfrei. Wenn zum Beispiel die Linien in einem Funken oder einer anderen fluktuierenden Lichtquelle zu messen waren, so muß man die Intermittenzeffekte eliminieren und den Einfluß der Fluktuationen ausschließen. Die von Dr. P. H. v. Cittert angegebene Methode des Abschwächens füllt diese Lücke aus. Die Lichtquelle wird durch einen Satz Abschwächer auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet, so daß die Spektrallinien in Teile bekannter Intensität zerlegt sind.

Die Methode fordert Astigmatismus des Spektrographen und sie kann dann allein richtige Resultate geben, wenn die Beleuchtung des Spaltes gleichmäßig ist.

Bei seinen Messungen im Ultravioletten im Physikalischen Laboratorium der Philips-Lampenfabrik hat Dorgelo die Methode in das Ultraviolett ausgedehnt; als Abschwächer hat er dabei in Stufen platinierte Quarzplatten benutzt.

Beim Gitter kann man die v. Cittertsche Methode allein gebrauchen in der astigmatischen Fabry-Buisson-Aufstellung, da in anderen Fällen die auf dem Spalt scharf abgebildeten Abschwächungsvorrichtungen im Bilde auf der Platte verwaschen werden. Dabei muß also an Auflösungsvermögen geopfert werden.

Frerichs[1]) hat bei seinen Intensitätsmessungen im Bonner Institut diese Schwierigkeiten auf sehr hübsche Weise behoben, indem er geometrische Abschwächung benutzt. Bei der Bonner Rowlandaufstellung liegen Gitter und Kassette einander diametral gegenüber, während sich der Spalt auf dem Rowlandkreis bewegt. Dann entspricht einem jeden Punkte in der Kassette sowohl eine vertikale Brennlinie, der Spalt, als auch eine horizontale, die Tangente an die Kassette. Ein innerhalb des Strahlenkegels Spalt—Gitter auf der Tangente leuchtender Gegenstand wird also nach seiner horizontalen Struktur scharf in der Kassette abgebildet, während die vertikale verschwindet. An diese Stelle wird nun auf eine Mattscheibe ein Raster durch die zu untersuchende Lichtquelle projiziert. Dem Raster kann nun vertikal eine solche Struktur gegeben werden, daß er bei vertikaler Verwaschung Spektrallinien gibt, die in horizontale Teile von gegebener Intensität verteilt sind. Diese Methode liefert eine von der Wellenlänge unabhängige Abschwächung. Bei der v. Cittertschen Methode muß man die Durchlässigkeit der Abschwächer eichen.

Sehr hübsch ist auch die durch G. Hansen[1]) angegebene Methode. Diese beleuchtet den Spalt eines Spektrographen in Teilen verschiedener Intensität dadurch, daß er das Licht durch ein Diaphragma sendet, das in vertikaler Richtung aus Treppen verschiedener Höhe besteht und diese Treppen in horizontaler Richtung durch eine Zylinderlinse zusammendrückt.

In den letzten Jahren haben wir im Utrechter Institut oft die Methode der Variation der Spaltbreite benutzt. Bei vielen Problemen ist es zur Empfindlichkeitseichung ja auch notwendig, ein kontinuierliches Spektrum mit zu photographieren. Wenn man den Spalt eines Spektrographen mit einer kontinuierlichen Lichtquelle beleuchtet und dem Spalt verschiedene nicht zu große Breiten gibt, werden die erhaltenen Intensitäten proportional zur Breite des Spaltes sein. Die so erhaltenen Intensitätsmarken sind unabhängig von der Wellenlänge, homogene Beleuchtung ist entbehrlich, was bei den oben genannten Methoden nicht der Fall ist. Die Schwärzungskurven zeigen bei dieser Methode im allgemeinen sehr geringe zufällige Fehler. Eine Schwierigkeit ist, daß für intermittierende Lichtquellen die so erhaltenen Schwärzungskurven im allgemeinen nicht parallel sind zu denen des intermittierenden Lichtes. Bei Funken und Geißler-Röhren gibt dies Schwierigkeiten. Diese kann man aber leicht überwinden, indem man durch eine rotierende Scheibe der kontinuierlichen Lichtquelle dieselbe Intermittenz gibt, wie sie das Rohr hat. Bei Messungen, die Herr Bongers[2]) in seiner Doktorarbeit publiziert hat, wo eine Wood-Wasserstoffröhre mit 50 und 500 Perioden betrieben wurde und bei ähnlichen Untersuchungen von Herrn D. Burger über *He*, die demnächst publiziert werden, wurde so gute Übereinstimmung der nach Abschwächer und Spaltbreitevariation erhaltenen Schwärzungskurven erreicht.

Eine weitere Schwierigkeit kann man erwarten, wenn die Beleuchtungszeit des Spektrums und der kontinuierlichen Lampe sehr verschieden

1) R. Frerichs, Intensitätsmessungen an Multipletts. Ann. de Phys. 81, 801, 1926.

1) G. Hansen, Die Feinstruktur der Balmerlinien. Ann. de Phys. 10, 558, 1925.

2) J. A. Bongers, Intensitätsmessungen an der Balmerlinie Diss. Utrecht 1927.

ist. Ich habe die Herren v. d. Held und Baars darüber Versuche anstellen lassen, deren Resultate neulich in der Zeitschrift für Physik erschienen sind. Es hat sich ergeben, daß bei den in unserem Institut üblichen Platten und Rodinal (1:20) als Entwickler parallele Schwärzungskurven erhalten werden, wenn die Zeit im Verhältnis 1:1000 variiert wird, während die Intensitäten so gewählt wurden, daß die Schwärzung etwa gleich war. Für größere Verhältnisse trat Abweichung vom Parallelismus auf, für Glyzin als Entwickler war schon bei kleinen Verhältnissen der Zeit von Parallelismus keine Rede.

Durch Minnaert und Ornstein[1]) ist eine Methode ausgearbeitet, die es im Prinzip ermöglicht, ohne Schwärzungsmarken Intensitäten zu messen. Nur wenn die Empfindlichkeit der Platte in Frage kommt, muß neben dem Spektrum noch eine standarisierte Lampe mit photographiert werden. Bei der Durchmessung der Platten der Englischen Eclips-Expedition (1926) wurde uns die Frage vorgelegt, zu untersuchen, ob zwischen den Balmerlinien im Flashspektrum am Ende der Serie ein kontinuierlicher Grund lag oder nicht. Es fiel uns auf, daß die Form aller Linien in diesem Gebiete die gleiche war. Dies ist leicht zu verstehen, da für genügend schmale Linien die Form der Linie im Spektrographen durch die Beugung bestimmt wird. Man kann dieselbe für einen gegebenen Spektrographen also voraus berechnen. Für einige Prismenspektrographen und Gitteraufstellungen wurde die theoretisch vorhergesagte Form geprüft und die experimentelle Form war in Einklang mit der theoretisch vorhergesagten: Es kann also diese „Spektrographkurve der Intensität" benutzt werden, um Schwärzungskurven zu konstruieren. Bei dieser Methode hindern weder Intermittenz noch inhomogene Beleuchtung, noch Stigmatismus; auch ist sie von der Wellenlänge unabhängig. Beim Photometrieren muß aber die Zerstreuung in der photographischen Platte soviel wie tunlich eliminiert werden. Auch ist es wesentlich, einen Entwickler zu verwenden, der von Nachbareffekten frei ist. Auch hierbei erwies sich Rodinal gut und Glyzin sehr schlecht.

Die Methode wird jetzt regelmäßig angewandt bei Messung der Intensitäten von Zeemaneffekten mit der großen Rowland-Aufstellung des Utrechter Instituts, dabei werden um die Entwicklungseffekte, die bei den ganz schmalen Linien auftreten, zu eliminieren, Intensitätsmarken gegeben durch eine spezielle Aufnahme, wobei das Gitter entsprechend ($^1/_4$ oder mehr) abgedeckt ist.

Die Methode der „Spektrographkurve" ermöglicht auch die Intensitätsmessung von Linien, die so sehr benachbart sind, daß sie nur durch Analyse der photometrierten Kurve zu trennen sind.

Schließlich möchte ich noch hinweisen auf eine Methode, die Dr. Dyck ausgearbeitet hat und die auf einem uns durch Prof. Herzsprung mitgeteilten Gedanken von Schwarzschild beruht, nämlich durch Schattenbildung in einem kontinuierlichen Spektrum, Schwärzungsmarken anzubringen; man kann die Verteilung der Intensität dann auch wieder berechnen. Berechnung und Experiment stimmen gut überein. Dr. Dyck verbesserte die Methode noch weiter, indem er die Umstände derart wählte, daß im Schatten eine logarithmische Intensitätsskala entstand, so daß durch Photometrierung ohne weiteres log i-Schwärzungskurven entstehen. Die Methode, die sich auch besonders für Absorptionsmessungen eignet, wird demnächst publiziert werden.

Ich möchte kurz die Wichtigkeit der Sensibilisierung für die Photometrie des Ultravioletten nennen, die durch Ducleaun und Jeantet gefunden und durch G. Harrison quantitativ sehr ausführlich untersucht wurde. G. Harrison hat durch eine Reihe von Arbeiten die photographische Photometrie eingehend studiert[1]).

Die Genauigkeit der photographischen Methode erreicht etwa 3 bis 10 Proz. abhängig vom Unterschied der Wellenlänge und der Größe der zu messenden Intensitätsverhältnisse! Möglich ist zwar größere Genauigkeit, aber das macht die doch schon ziemlich umständliche Arbeit noch langwieriger. Da Intensitätsmessungen wohl noch wichtige Tatsachen für die Theorie des Atoms werden geben können, wird es sehr wichtig sein, daß andere Methoden ausgearbeitet werden, die gestatten, mehr Material schneller und mit derselben oder größeren Genauigkeit zu erhalten.

Ich verspreche mir viel von direkten photoelektrischen Messungen.

In der letzten Zeit habe ich mit H. C. Burger im Utrechter Institut eine thermoelektrische Methode angewandt, die durch Moll und Burger ausgearbeitet wurde. Dabei werden die durch Moll und Burger[2]) beschriebenen Vakuumthermoelemente benutzt, kombiniert mit der sogenannten Thermorelaisaufstellung.

Es wird dabei der Ausschlag eines Moll-Galvanometers, das im Stromkreis des Thermoelements liegt, vergrößert, indem das Licht ein Relais trifft, daß aus einem Streifen Constantan

1) L. S. Ornstein und M. Minnaert, Die Intensitätsverteilungs-Aufnahmen von Spektrallinien und ihre Anwendung auf photometrische Messungen. Zeitschr. f. Phys. 43, 404, 1927.

1) G. Harrison, Journ. Opt. Inst. **8**, 471, 1924; **7**, 999, 1923; **16**, 113, 1925; **11**, 341, 1925.

2) W. Moll u. H. C. Burger, Phil. Mag. **1**, 624, 618, 1925; Zeitschr. f. Phys. **32**, 575, 1927.

—Manganin—Constantan besteht. Wenn das erste Galvanometer auf Null steht, wird der Thermostrom, der durch das Lichtbild, das auf das Relais fällt, entsteht, kompensiert; bewegt sich nun das Bild, so wird die Temperaturverteilung in dem Streifen geändert und es entsteht ein Ausschlag, der ein Maß für denjenigen des ersten Galvanometers ist. Durch Änderung der Stärke der Lampe, die den Spiegel des ersten Galvanometers beleuchtet, kann man eine beliebige Vergrößerung erreichen. Es ist aber — wie übrigens für jedes Galvanometer — wie Ising gezeigt hat, die Empfindlichkeit durch die Brownsche Bewegung der Spule begrenzt. Wenn man diese Aufstellung mit einem Monochromator kombiniert, kann man sie zur direkten Ausmessung von Spektrallinien gebrauchen. Moll und Burger haben so das Quecksilberspektrum registriert. Wir haben Linien in Alkali- und Heliumspektren damit gemessen, während Bongers (Dissertation) in dieser Weise das Verhältnis $H_\alpha : H_\beta$ für ein Woodsches H-rohr gemessen hat.

Die Methode gestattet schnell ein großes Material an nicht zu schwachen Spektrallinien zu erhalten. Sie ist aber prinzipiell auf konstante Lichtquellen beschränkt.

Schließlich möchte ich bemerken, daß die Intensitätsmessung auch für die hochdispersen Interferenzapparate ausgearbeitet ist. Für das Stufengitter durch Arbeiten von Burger und v. Cittert und v. Geel. Die Theorie des Instrumentes ist dabei geprüft und in den Messungen von Snoek und Bouma auf Trabanten von Quecksilber- und Cadmium-Linien angewandt, während Snoek auch die Komponenten von H_α gemessen hat, worüber ich noch näher sprechen werde.

In einer Arbeit „Wahre und scheinbare Intensität von Spektrallinien" haben v. Cittert und Burger[1]) gezeigt, wie die wahre Breite einer Spektrallinie mit Hilfe des Interferometers von Fabry und Buisson gefunden werden kann. Die Messung geschieht ohne Schwärzungskurven; während das Interferometerbild durch geeignetes Zwischenstellen eines Abschwächers in zwei Teilen photographiert wird, deren Intensität sich wie 1:2 verhält, kann direkt aus den Photometerkurven von übereinstimmenden Ringen in beiden Teilen die Halbwertsbreite wie sie im Apparate erschien im Registramm abgelesen werden.

Daraus kann dann in die wirkliche Halbwertsbreite der Linie berechnet werden. Natürlich ist die Methode nicht auf die Halbwertsbreite beschränkt. Nur für den Fall der Halbwertsbreite, die übrigens für die meisten Linien der Form genügend charakterisiert ist, ist rechnerisch ausgearbeitet, wie die gefundene Breite sich aus der wahren Linienbreite und der Breite, welche der Apparat einer ideal monochromatischen Linie geben würde, zusammensetzt. Für die rote Cd-Linie und einige Hg-Linien ist die Breite bestimmt und mit der Dopplerbreite in Übereinstimmung gefunden worden. Für die Berechnung verweise ich auf das Original.

Methodisch — aber nicht nur das — ist sehr wichtig und schön die Arbeit, welche durch G. Hansen über die Messung von H_α mit Hilfe der Lummer-Gehrcke-Platte publiziert ist. Es fehlt mir die Zeit um auf diese Arbeit, die nicht nur wegen der schönen Intensitätsmessung, sondern auch durch die Weise wie die Diskussion der Wellenlängendifferenz durchgeführt ist, wichtig ist, näher einzugehen.

2.

Die Probleme der Intensität von Spektrallinien betreffen in erster Linie die Intensitätsverhältnisse in Multipletts, Zeemaneffekte (und Paschen-Backeffekt) Starkeffekt und die Intensitäten in Feinstrukturen und Trabanten.

Dann gibt es tieferliegende Fragen, die Beziehung von Systemen verschiedener Multiplizität und ihre Interkombinationen betreffend. Das Problem der Intensität im Normalspektrum — wo nur statistisches Gewicht und Übergangswahrscheinlichkeit die Intensität der Linien bestimmen — also die Emission eines Volumenelements eines Gases, abgesehen von zerstreuter Energie bei unendlich hoher Temperatur; schließlich das Problem der Intensitätsverteilung in einem Spektrum als Funktion der Anregung.

Ich will diese verschiedenen Probleme jetzt streifen.

Die Intensitätsmessung in Multipletts hat H. C. Burger dazu geführt, die Summenregel aufzustellen. Diese Summenregel die ich hier wohl nicht zu behandeln brauche, ist verfeinert durch spezielle Intensitätsformeln, die durch verschiedene Autoren unabhängig formuliert sind. Eine Reihe von Messungen im Utrechter Institut und von Frerichs in Bonn bestätigen die Regel im allgemeinen. Doch gibt es sehr wichtige Abweichungen. Diese sind:

a) diejenigen, die zeigen daß die Summenregel eine Annäherungsregel für kleine Frequenzunterschiede ist,

b) die Abweichungen von der Summenregel und Intensitätsformeln in komplizierten Spektren.

Neben diesen Punkten, worüber ich näher sprechen will, gibt es die Frage über die Dublette der Hauptserie bei den Alkalispektren. Für den ersten Term der Serie besteht kein Zweifel,

1) H. C. Burger und P. H. v. Cittert, Wahre und scheinbare Breite von Spektrallinien. Zeitschr. f. Phys. 44. 58, 1927.

daß das Verhältnis 1:2 ist, dieses Verhältnis wird auch in der Hauptserie der Erdalkalifunkenspektren gefunden. Die Schwierigkeit kommt bei dem zweiten und dritten Glied. Es werden dort durch verschiedene Autoren abweichende Verhältnisse gefunden. Es wird nötig sein, das Problem noch weiter zu untersuchen, in Fällen, wo man sicher ist, daß weder Selbstabsorption noch Dispersionseffekte stören. Die indirekte Bestimmung der Emissionswahrscheinlichkeit durch Messung der Absorption mit Beimischung von Fremdgasen, anomaler Dispersion und magnetischer Drehung hat den Nachteil, daß theoretische Zusammenhänge postuliert werden müssen, bei der Diskussion der Versuche.

Was nun den angenäherten Charakter der Summenregel betrifft, möchte ich hinweisen auf[1] Messungen des Funkendubletts bei Barium. Es wurden gemessen die ps-Linien 4900 — 4525 und 2771 — 2647 und die pd-Linien 4166 — 4131 — 3892; und 2641 — 2635 — 2528. Die ps-Linien besitzen nicht das Verhältnis 2:1, die pd Linien nicht 9:5:1, wie nach der Summenregel zu erwarten war. Nach korrespondenzmäßigen Betrachtungen war nun, wie Burger und Ornstein bemerkt haben[2], zu erwarten, daß die einfachen Relationen der Burgerschen Summenformel für die Amplitudenquadrate — also für die durch ν^4 geteilten Intensitäten gelten. Nach dieser Auffassung ist für das erste Dublett ein Korrektionsfaktor 0,73 für die schwächste Linie anzunehmen, gefunden wurde 68,5 : 100, was also in 50 : 100 übergeht wie es nach der Summenregel zu erwarten ist. Das zweite Dublett mit Korrektionsfaktor 0,83 ergab nach Korrektion 49,1 : 100. Für die zusammengesetzten pd-Dubletts wurde gefunden

11,6 : 68,7 : 100

die Reduktionsfaktoren nach der ν^4 Korrektion sind

1,02 : 0,79 : 1.

Die reduzierten Intensitäten sind also:

11,8 : 54,2 : 100,

während die Summenregel:

11,1 : 55,5 : 100

fordert. Für das zweite pd-Dublett wurde gefunden

11,4 : 58 : 100,

Auch hier also eine sehr gute Übereinstimmung. Indessen muß bemerkt werden, daß auch die ν^4-Korrektion eine Annäherung für relativ kleine Frequenzunterschiede ist. — Einige zusammen mit H. C. Burger gemachte Messungen zeigen dies. So fanden wir für die Thalliumlinien (ps) 5350 und 3775 ein Meßresultat 4,7, was durch die ν^4 Korrektion in $^1/_2$ übergeht, während die Summenregel 2 fordert. Die Linien sind wegen der Selbstabsorption sehr schwer zu messen. Der Wert 4,7 wurde durch sukzessive Approximation mit immer niedrigerem Dampfdruck erhalten. Ein ähnliches Resultat wurde auch für das ps-Triplett bei Quecksilber gefunden. Jedenfalls liegt hier noch ein wichtiges Problem für Theorie und Experiment vor.

Was nun b) anbetrifft, bemerke ich, daß die wichtigen Messungen von Frerichs und eine Reihe von Messungen im Utrechter Institut die Summenregel und die Intensitätsformeln bestätigen. Im Eisenspektrum treten nach den Messungen von van Milaan (wiederholt durch Frerichs mit gleichem Resultat) Abweichungen von der Intensitätsregel auf, die Summenregel ist aber bestätigt. Frerichs fand bei einzelnen Mn- und Ti-Multipletts auch derartige Abweichungen.

Ob diese Abweichungen zu erklären sind durch Zuziehung von Interkombinationslinien, ist nicht zu entscheiden, da die Zuordnung der Terme nicht genügend bekannt ist.

Bei Neon konnte Dorgelo[1]) die Summenregel nur aufrechterhalten, indem er alle Linien, die zu Niveaus mit gleichen inneren Quantenzahlen gehörten, zusammenaddierte.

Sehr ernste Abweichungen von der Summenregel zeigt eine Reihe von genauen Messungen von Herrn F. Bouma in meinem Institut über Nickel, die demnächst publiziert werden. Er fand in keinem Fall die Summenregel bestätigt (gemessen sind 12 Multipletts). Selbstumkehr ist ausgeschlossen, die Variation der Stromstärke wurde so weit getrieben, daß gewiß der Grenzwert erreicht wurde. Es wurde der Druck bei dem der Bogen brannte, von Atmosphärendruck bis zu 5 cm Hg variiert, ohne daß andere Verhältnisse auftraten. Da die Einordnung des Ni-Spektrums wohl nicht in Zweifel gezogen werden kann, wird man jetzt vor die Aufgabe gestellt, diese Abweichungen zu erklären und die betreffenden Gesetze zu suchen.

Ein interessantes Resultat der Multiplettmessung liefern die Untersuchungen von D. Burger He-Linien, die für eine Gruppe ps- und pd-Linien das Verhältnis 8 : 1 ergaben als 5 + 3 : 1, wodurch der Erdalkalicharakter des He-Spektrums erwiesen wurde. Neue Versuche von Hansen haben die Aufspaltung gezeigt.

1) Ornstein, Eymers u. Coelingh, Zeitschr. f. Phys. 44, 655, 1927.

2) Ornstein u. Burger, Zeitschr. f. Phys. **40**, 403, 1926.

1) H. B. Dorgelo, Physica 590, 1925.

Es ist vielleicht wichtig in diesem Zusammenhange zu bemerken, daß für einige Fälle verbotener Linien die Intensitätsformeln untersucht sind. Für sd in K und fd in Cd stimmen die Multiplettsregeln vorzüglich[1]).

Intensitätsmessungen an verbotenen Linien sind durch Hansen und Takamine[2]) gemacht worden als Funktion der Feldstärke, wodurch sie auftreten. Gemäß der theoretischen Erwartung war die Intensität der verbotenen Linien proportional zum Quadrat des Feldes, wodurch sie verursacht wurden. Sehr wichtig sind auch ihre Messungen über das Verhältnis der korrespondierenden pp- und pd-Linien. Bei He war das Verhältnis für das Triplettsystem 0,0015, für das Singulett 0,025. Das Verhältnis ist in erster Näherung proportional zum Abstand vom p- und d-Niveau. Theoretisch ist also zu erwarten ein Verhältnis 24, während die relativ ungenaue Messung 17 liefert. Wichtig sind auch die Untersuchungen von Jane Dewey[3]) über den Starkeffekt und die Intensität verbotener Linien, die sich an den Hansen-Takaminischen Versuch anschließen.

Das Problem der Multiplettintensitäten ist sowohl theoretisch als experimentell nicht abgeschlossen; für die Zeemaneffekte ist bis jetzt die Übereinstimmung von Experiment und Theorie sehr gut, obwohl auch dort gewisse Asymmetrien harren, wobei aber nicht sicher ist, ob sie reell sind. Es wird jedenfalls gut sein, für kompliziertere Fälle noch weitere Messungen zu machen, die übrigens im Gange sind.

Im partiellen Paschen-Backeffekt hat v. Geel[4]) Messungen für das Magnesiumtriplett $2^3P_1 - 3^3D$ gemacht. Seine Resultate sind in vollständiger Übereinstimmung mit den quantenmechanischen Rechnungen von Frl. Lucie Mensing[5]).

Sehr wichtig ist die Tatsache, daß in der Quecksilberliniengruppe bei 3650 die schwache Triplett-Linie und die Interkombinations-Linie den Paschen-Backeffekt zeigen. Intensitäts- und Abstandmessungen zeigen, daß weder der Schwerpunkt der Liniengruppe noch die totale Intensität der Linie durch das Feld geändert wird. Es treten durch das Feld sehr starke Intensitätsanomalien auf. Weiter gilt trotz der Ungleichheit der vertikalen Komponenten die Polarisationsregel für die Zirkularpolarisation.

Ich möchte jetzt den Zusammenhang besprechen, der nach der Auffassung von Burger und Ornstein[1]) besteht zwischen Systemen verschiedener Multiplizität. Als Argumente, diese Einheit zu postulieren und Triplett-, Singulett- und Interkombinationslinien als eine Einheit, ein erweiteres Multiplett, aufzufassen, haben wir gebraucht:

a) Es gibt bei Quecksilber Fälle, wo die Einteilung in Singulett- und Triplett-Terme in gewissem Sinne willkürlich ist, und die vier Terme von derselben azimutalen Quantenzahl eine Einheit bilden (Pauli, Handbuch S. 252, 1926), von den 16 möglichen Übergängen sind fünf durch die Auswahlregel für die innere Quantenzahl verboten. Die elf übrigen Linien sind als ein Multiplett aufzufassen.

b) Bekanntlich ist das Verhällnis eines Multipletts unabhängig von der Laufzahl in der Serie. Es zeigt sich nun, daß der Abfall in Singulett- und Triplett-Serie der gleiche ist. Das Verhältnis der Triplett- und Singulett-Terme ist also von der Laufzahl unabhängig. Es liefert dies einen zweiten Grund für unsere Auffassung des erweiterten Multipletts. Herr D. Burger hat für PS und PD bei Helium den Abfall bestimmt, während unsere eigenen Messungen für Hg dieses Resultat ergeben haben.

Wendet man nun für den Fall, daß Interkombinationen fehlen, auf das erweiterte Multiplett die Summenregel an, so findet man für diesen Fall, für das Verhältnis der Summe der Triplett-Linie zur Singulett-Linie das Verhältnis 3 : 1. Dagegen wurde für Ca und Si experimentell gefunden für die Singulett-Linie 4,3, 4,7, 4,4 und für den Mittelwert der Triplett-Linien 4,8, 4,9, 5,1. Diese Übereinstimmung ist sehr gut, wenn man die ganze Wellenlängendifferenz und die dadurch verursachte ν^4-Korrektion in Betracht zieht. Für Quecksilber wird die Anordnung dadurch erschwert, daß die pd-Gruppe sehr kurze Wellenlängenunterschiede zeigt. Man kann dann aber einen Schluß ziehen aus der Gruppe der Triplett-Linien 3650; 3655 3663 und die Interkombinationslinie 3663. Die Summe der 3 letzten Linien wird bei Anwendung der Summenregel 19 Proz. der ersten Linie. Experimentell wird gefunden 10,7 Proz. Zählt man die Interkombinationslinie nicht, so würde man statt 19, 10,8 Proz. erhalten.

Das Verhältnis der Summe der Linien zur 3650-Gruppe würde nach der Summenregel 2 sein. Gefunden wird ein Verhältnis 20. Korrigiert man mit ν^4, so findet man 3 (statt $^5/_3$). Es liegt hier wieder ein Fall vor, wo die ν^4-Korrektion nicht Genügendes leistet.

Auffallend ist, daß die Interkombinationslinien relativ zu den Triplett-Linien, wenn man

1) Ornstein u. Burger, Naturw. **15**, 1927.
2) I. Takamine, u. S. Werner, Naturw. **14**, 47, 1927.
3) Jane M. Dewey, Phys. Rev. **28**. 1108, 1925.
4) W. C. v. Geel, Intensitäten des Zeemaneffektes im partiellen Paschen-Backeffekt, Zeitschr. f. Phys. **31**, 11, 1926.
5) L. Mensing, Zeitschr. f. Phys. **39**, 24, 1926.

1) Ornstein u. Burger, Die Einheit Singulett- und Triplett-Systeme, Zeitschr. f. Phys. **46**, 403, 1926.

in der Serie fortschreitet, schwächer werden. Die Änderung des Verhältnisses kann durch eine Formel, die Pauli gegeben hat, sehr gut beschrieben werden. Setzt man die Triplett-Linie 100, so ist in den Gruppen 3663, 3027, 2807, 2701 die Intensität der Interkombinationslinie $\alpha =$ 6,9, 3,5, 2,1, 1,5. Nach Pauli soll dieses Verhältnis proportional sein zu $\left(\frac{\delta\nu}{\Delta\nu}\right)^2 = \varkappa$, wo $\delta\nu$ die Trennung der Triplett-Terme und $\Delta\nu$ der Abstand des Singulett-Termes vom Schwerpunkt der Triplett-Terme ist. Für k findet man 2, 0,95, 0,56, 0,44; für $\frac{\alpha}{\lambda}$ 35, 37, 37, 34. 10^3. Sehr sorgfältige Messungen, bei denen Selbstumkehr vermieden ist, durch Herrn W. v. Wyk in meinem Institut bestätigen die Paulische Regel weiter.

Als eine weitere Bestätigung unserer Auffassung möchte ich noch erwähnen die schon genannten Messungen von van Geel, die den Paschen-Back-Effekt der Triplett- und Interkombinations-Linie zeigen.

Sehr verwandt mit der Auffassung der Einheit von Systemen verschiedener Multiplizität ist die Frage des Abfalls in den Serien. Das Problem des Abfalls ist für sich ein sehr wichtiges Problem. Frl. Bleeker hat in den Nebenserien der Alkalien (K, Rb, Cs) Messungen gemacht und eine experimentelle Formel angegeben, $S = \frac{c(n-n_0)^4}{n_{12}}$, wo n_0 die effektive Quantenzahl des End- und n diejenigen des Anfangsniveaus ist, die unter sehr verschiedenen Umständen (Flammen verschiedener Temperatur und Bogen) diesen Abfall beschreibt. Für verschiedene andere Fälle ist der Abfall bestimmt. Für Hg-Triplett (und Singulett pd) beschreibt die Formel von Frl. Bleeker[1]) die Wahrnehmungen vorzüglich. Weiter hat Bongers (Dissertation Utrecht 1927) Messungen angestellt an der Balmerserie, welcher Abfall nicht nur physikalisch, sondern auch astrophysikalisch wichtig ist.

Seine Messungen kann man besser durch die Formel $\frac{J}{V^4} = \frac{C(n-n_0)^3}{n^{12}}$ als durch die Bleekersche Formel darstellen.

Es ist vielleicht gut, die bisher nur in der in holländischer Sprache erschienenen Dissertation enthaltenen Meßresultate mitzuteilen. Es wird für die Balmerlinien gefunden:

1	2	3	4	5
1100000	140000	24000	5300	1700

6	7	8	9	10	11	12	13
660	230	130	66	34	16	9	38.

1) L. Bleeker, Zeitschr. f. phys. Chem. **120**, 63, 1926.

Vergleicht man die erhaltenen Resultate mit den theoretischen Zahlen nach Schrödinger, so hat man:

	S	B
H_α	100	100
H_β	46	13
H_γ	24	2,2
H_δ	14	0,49.

Selbstabsorption kann diese Resultate nicht erklären. Sie ist im Falle, den Bongers untersucht hat, übrigens nicht vorhanden. Die einzige Erklärung kann also sein, daß die Anregung in einer Woodschen Röhre derart ist, daß die Prämissen der Schrödingerschen Rechnung nicht erfüllt sind. Es herrscht also weder natürliche Anregung, noch kann ein Boltzmannfaktor oder eine Ureykorrektion die Resultate erklären. Es muß auch darauf hingewiesen werden, daß als Grenzgesetz für n groß gegenüber n_0 auftritt $\frac{1}{n^9}$, was stark vom Schrödingerschen $\frac{1}{n^3}$ abweicht.

Für Helium hat Herr D. Burger ähnliche Resultate erhalten; ich gebe eine Zeichnung, die die Resultate von Bongers und ihm darstellt.

Die Messungen von Frl. Bleeker und Bartels für die Alkalien zeigen in hohem Maße Unabhängigkeit des Gefälles der Intensitäten in den Nebenserien von den Umständen; Flammen verschiedener Temperaturen, Bogen- und Glühkathodenröhre geben analoge Resultate. Dies macht es schwer, eine Anregungsfrage in diesen Erscheinungen zu sehen, macht aber die Betrachtung derartiger Fragen in hohem Maße wichtig.

Es ist vielleicht gut diese Fragen noch etwas weiter zu diskutieren. Bartels[1]) hat in einer Arbeit versucht, die Intensitäten in einem Spektrum unter gewissen Annahmen über die Anregung formelmäßig darzustellen. Seine Arbeit ist sehr wichtig, aber die experimentelle Bestätigung fordert, die Durchmusterung aller Linien eines Spektrums unter verschiedenen Umständen. Die Linienintensität ist ein Produkt von Übergangswahrscheinlichkeit und Zahl der Teilchen im Anfangsniveau. Beide Größen müssen also unter variierten Umständen gemessen werden und dabei muß auch die Anregungsfunktion bestimmt werden.

Um derartige Fragen vorläufig in kleinerem Umfange zu lösen, habe ich mit H. C. Burger das Problem angegriffen für die Emission des P-Niveaus bei den Alkalien. Dabei entsteht das P-Niveau durch $s \to p$ und $-d \to p$-Strahlung.

1) H. Bartels, Das Problem der spektralen Intensitätsverteilung und die Kaskadensprünge im Bohrschen Atommodell. Ztschr. f. Phys. **37**, 35, 1926.

Also durch die Linien der scharfen ps und der diffusen pd-Serie. Bei den Messungen für Li, Na, K und Rb stellte sich in erster Linie heraus, daß die $2p - 3d$ und $2p - 2s$-Linien überwiegend stark sind gegenüber den anderen Serienlinien. Nun ergibt sich, daß die Summe $3d$ · Summe der $2p - 3d$ und $2p - 2s$-Linien (geteilt durch das betreffende $h\nu$ um die Zahl des Quantensprungs zu erhalten) viel kleiner ist als die Intensität der $2p - 1s$-Linie. Die Messung geschah thermoelektrisch, demzufolge erschien nur bei Rb die Resonanzlinie zweifach. Sie war stark umgekehrt. Statt 100 : 50 wurde 100 : 68 erhalten; die wirkliche Zahl der Quanten in Emission vom p-Niveau ist also viel größer als die Zahl der Emissionen, wodurch das p-Niveau gebildet wird. Als Lichtquelle war dabei ein Bogen gewählt. Es liegt also eine starke direkte Anregung vom p-Niveau vor. Nun würde man nach den Messungen von Frl. Bleeker erwarten, daß — weil ja die Umstände keinen Einfluß auf den Verlauf in den Nebenserien zeigen — ein Anregungsspektrum vorliegt. Für die Resonanzlinien gilt das jedenfalls nicht. Die Diskrepanz, daß die D-Linien durch Temperaturstrahlung zu erklären sind, während die Nebenserien es nicht sind, wäre vielleicht hierdurch zu verstehen. Ich muß bemerken, daß weder Bogenlänge noch Stromstärke irgendeinen Einfluß auf das Verhältnis der ersten Glieder der pd- und ps-Serie zeigen. Messungen an besser definierten Lichtquellen sind im Gange. Auch für Helium haben wir die Bilanz für das Triplet-p-Niveau durch Messung festgelegt. Es liegt hier ein ähnlicher Fall vor, nur ist das untere s-Niveau nicht Grundniveau sondern metastabil. Es wurde bei einer Reihe vorläufiger Messungen der Druck des Heliums und die Spannung variiert. Je höher nun die Stromstärke und je niedriger der Druck war, desto mehr stimmte die Bilanz der Quantenübergänge zum und vom p-Niveau.

Es wäre neben diesen Bilanzfragen wichtig, für einige Fälle die Strahlung von Emissionslinien im Temperaturgleichgewicht zu finden. Unsere Messungen für Th scheiterten bis jetzt an experimentellen Schwierigkeiten, das Problem ist aber so wichtig, daß wir es noch weiter aufzunehmen hoffen.

Bei Emissionsfragen spielt die Selbstabsorption eine große Rolle, wir haben in einigen Fällen diese Frage systematisch untersucht. Wichtig ist diese Sache bei H_2, wo nach der Theorie ein Endniveau ganz nach der alten, teilweise metastabil nach der neuen Theorie sein sollte. Auf Anregung von Herrn Zernike und zusammen mit Herrn Snock habe ich für diesen Fall Messungen ausführen lassen an einer Woodschen Röhre von 4 m Länge und 5 cm Durchmesser, die in zwei Teilen angeregt werden konnte. Es zeigte sich nun, daß auch bei sehr niedrigem Druck in Wasserstoff, wenn Quecksilber gut ausgefroren ist, Selbstumkehr der kurzwelligen Komponente auftritt. Der Betrag der Selbstumkehr, die sich durch eine deutliche Einsenkung in der Intensitätswellenlängenkurve zeigt, ist abhängig von der Stromstärke in dem Rohr. Eine vorläufige Extrapolation auf Stromstärke Null zeigt, daß die kurzwellige Komponente — wie es auch bei den Versuchen von Hansen der Fall ist, die bei höherem Druck gemacht sind —, viel stärker ist als nach der Theorie zu erwarten ist. Die Resultate im kurzen Rohr, wo keine Selbstumkehr gefunden wurde, bestätigen diese Resultate.

Sehr erfreulich ist, daß in der letzten Zeit auch auf astrophysikalische und heliophysikalische Probleme Intensitätsmessungen angewandt wurden. Sehr merkwürdig sind die Resultate, die bei der Durchmessung der Balmerreihe und des kontinuierlichen Spektrums am Ende der Serie aus Platten der englischen Eclipsexpedition (Sumatra Januar 1926) in Zusammenarbeit mit Minnaert und mir erhalten sind.

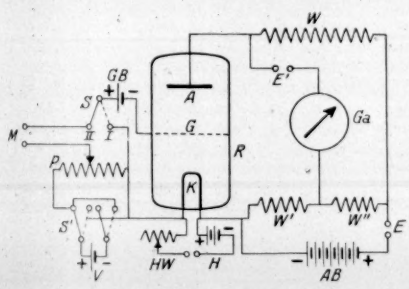
Ich möchte weiter auf eine Arbeit von Minnaert hinweisen, der die H_2-Absorptionslinie im Sonnenspektrum gemessen hat und durch Messung von verschiedenen Absorptionslinien die Rowlandskala der Sonnenlinien geeicht hat. Seine Publikation erscheint demnächst in der Zeitschr. f. Physik; weiter auf eine Reihe von Messungen der H- und K-Linien, die während einiger Zeit jeden Tag gemacht sind, wobei die Strahlung der Wolken benutzt werden. Es hat sich ergeben, daß eine Korrelation besteht zwischen den Schwankungen des Verhältnisses der Absorptionslinien und der am selben Tage gemessenen Sonnenkonstante, die Abbott der heliophysikalischen Abteilung meines Instituts freundlichst znr Verfügung stellte.

Ich möchte, meine Herren, jetzt schließen mit einer Bemerkung. Ich hoffe, daß ich gezeigt habe, wieviel noch auf dem wichtigen Gebiete der Intensitäten an Arbeit übrig bleibt. Obwohl methodisch noch viel zu verbessern bleibt, ist die Methode doch wohl so weit ausgearbeitet, daß man sie mit Vertrauen anwenden kann. Ich glaube, daß es sehr wichtig sein würde, wenn eine Reihe von Instituten sich neben ihrem jetzigen Arbeitsfeld auch mit Intensitätsmessung beschäftigen würden, damit in dieser Frage dieselbe Sicherheit entsteht, die in Wellenlängenfragen schon längst existiert. Wenn ich dazu angeregt habe, wird es mir eine große Freude sein.

R. Fürth (Prag), **Über die Messung von elektromotorischen Kräften mikroskopisch kleiner Elemente.**

Von biologischer Seite wurde mir vor einiger Zeit die Aufgabe gestellt, eine Methode auszuarbeiten, welche gestattet, die elektromotorische Kraft von mikroskopisch kleinen Elementen zu bestimmen, die schon durch die Entnahme äußerst schwacher Ströme erschöpft werden; die zu erreichende Meßgenauigkeit sollte etwa 10^{-4} Volt erreichen, ohne hierzu komplizierte Anordnungen und kostspielige empfindliche Instrumente zu verwenden. Da die von mir vorgeschlagene Lösung vielleicht auch eine für rein physikalische Zwecke gut brauchbare Methodik abgibt, möchte ich sie im folgenden kurz skizzieren.

Die Glühkathodenröhre R (gewöhnliche Hochvakuumverstärkerröhre mit Wolframfaden) bildet einen Zweig einer Wheatstoneschen Brückenschaltung deren drei andere Zweige durch die



beiden festen Widerstände W' und W'' und den variabeln Widerstand W (Stöpselwiderstand) gebildet werden. Der Strom der Anodenbatterie AB, deren Spannung sich nach der Charakteristik des verwendeten Rohres richtet, durchfließt einerseits R und W, anderseits W' und W'', die beiden Stromzweige sind in der in der Figur ersichtlichen Weise durch das Galvanometer Ga (kleines Nadelgalvanometer) über den Stromschlüssel E' überbrückt. Der Anodenstrom kann bei E geschlossen werden. Die Heizbatterie H liefert unter Zwischenschaltung des Widerstandes HW den Strom zur Heizung der Glühkathode K der Röhre. Der eine Pol des zu messenden Elementes liegt am positiven Ende einer Gitterbatterie GB (kleines Trockenelement von etwa $1^1/_2$ Volt), deren negativer Pol mit dem Gitter G von R verbunden ist, sie dient dazu, um dem Gitter eine so große negative Vorspannung zu erteilen daß keine Elektronen darauf gelangen können. Der andere Pol des Elementes liegt über dem Potentiometer P (Stöpselwiderstand oder Kompensator) am negativen Pol des Heizfadens. Das Potentiometer dient dazu, um von dem Akkumulator V (Batterie aus einigen kleinen hintereinandergeschalteten Zellen) mit Hilfe des Kommutators S' nach Größe und Richtung abstufbare und meßbare Teilspannungen abzunehmen. Durch Umlegen des Schalters S kann man GB von dem einen Pol des Elementes abschalten und direkt mit K verbinden. Zu achten ist auf gute Isolation der einzelnen Schaltbestandteile in sich sowie von ihrer Unterlage und von den Händen des Experimentators durch Glas oder Hartgummi.

Der Vorgang einer Messung spielt sich nun sehr einfach folgendermaßen ab. Nachdem man das zu messende Element unter entsprechenden Vorsichtsmaßregeln (unter anderm Vermeidung des gleichzeitigen Berührens beider Pole mit den Händen!) an M angeschlossen hat, bringt man S in die Stellung I, stellt mittels HW den Heizstrom auf einen angemessenen Wert ein und schließt E. Bei kurzdauerndem Schließen von E' zeigt das Galvanometer im allgemeinen einen Ausschlag. Man verändert nun W so lange, bis beim Schließen von E' das Galvanometer in Ruhe bleibt. Die Feinregulierung kann zweckmäßigerweise durch Verstellen von HW in engen Grenzen erfolgen. Nun schließt man E', öffnet E und bringt S in die Stellung II. Schließt man nun E wieder kurzdauernd, so wird im allgemeinen das Galvanometer wieder ausschlagen, da sich sein Widerstand durch die an das Gitter angelegte Elementspannung ändert. Mit Hilfe von P erzeugt man nun gegen die Elementspannung eine Gegenspannung, die man wiederum so lange variiert, bis beim Schluß von E kein Ausschlag des Galvanometers erfolgt. Dann hat man die Elementspannung gerade kompensiert und kann sie an P ohne weiteres ablesen. Durch Umlegen von S kann man sich zweckmäßig während der Messung einige Male überzeugen, ob sich inzwischen in der Brückeneinstellung nichts geändert hat.

Man sieht ohne weiteres, daß die geschilderte Anordnung die an sie gestellten Anforderungen in der Tat erfüllt. Sie entnimmt zunächst dem zu messenden Element so gut wie gar keinen Strom, da ja infolge der negativen Gittervorspannung zwischen K und G keine Elektronen fließen können, anderseits mit Kompensation und kurzdauernden Stromschlüssen gearbeitet wird, um die schädliche Wirkung etwaiger Ionenströme in der Röhre auszuschalten. Die Meßgenauigkeit läßt sich mit den beschriebenen Hilfsmitteln leicht auf 10^{-4} Volt bringen, bei Verwendung von empfindlichen Galvanometern mit Spiegelablesung natürlich noch außerordentlich erhöhen. Schließlich ist die Apparatur und der Meßvorgang so einfach,

daß auch ein Ungeübter damit ohne weiteres arbeiten kann. Hierzu kommt noch, daß außer dem zur Kompensation gebrauchten geeichten Widerstand keine geeichten Meßinstrumente verwendet werden; das Galvanometer dient nur als Nullinstrument. Type, Anodenspannung und Heizstrom der Röhre können nach Belieben gewählt werden, ohne auf das Meßresultat einen Einfluß zu haben. Die aufgezählten Vorteile lassen die Überlegenheit der Methode für den erwähnten Zweck gegenüber einer galvanometrischen oder elektrometrischen Meßmethode erkennen.

Um die Brauchbarkeit der Methode für den oben gekennzeichneten Zweck auch praktisch zu erproben, wurden einige vorläufige Versuche angestellt, welche zeigen sollen, wie kleine Elemente sich noch ohne Schwierigkeit untersuchen lassen. Es wurde daher das folgende Element konstruiert: Ein Silber- und ein Platindraht von ca. 0,03 mm Dicke wurden in entsprechende Klammern eingespannt, von denen die Zuführungen zu M ausgingen und die Spitzen dieser Drähte entweder mit der Oberfläche von destilliertem Wasser in einem kleinen Glasgefäß oder mit zwei Punkten der feucht gemachten Gelatineschicht einer photographischen Platte in Berührung gebracht. Das so gebildete Element hat eine „Plattengröße" von rund 10^{-3} mm², war also wirklich ein mikroskopisches Element. Die Messung der elektromotorischen Kraft dieses Elementes gelingt mit der geschilderten Anordnung ohne Schwierigkeiten, so daß hiermit die Grenze der Leistungsfähigkeit sicher noch nicht erreicht ist.

Von Zahlenangaben soll hier abgesehen werden, da sich herausstellte, daß die EMK solcher kleiner, nicht umkehrbarer Elemente, in außerordentlich hohem Grade von der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden abhängt, so daß sich selbst die kleinsten Unreinheiten sofort in beträchtlichen Änderungen der EMK bemerkbar machen, was ohne weiteres zu verstehen ist. Dies zeigt sich z. B. darin, daß bei Verwendung von zwei gleichen Elektroden (z. B. beide aus Platin) im allgemeinen stets eine Spannung gemessen wird und daß es einer sehr sorgfältigen Reinigung derselben bedarf, um diese, von nicht reinen Oberflächen der Elektroden herrührende Spannung zum Verschwinden zu bringen. Hat man diesen Zustand erreicht und berührt eine der Elektroden flüchtig mit einem Finger oder einem Metallgegenstand, so erhält man sofort eine Potentialdifferenz von einigen Zehntel Volt.

Es dürfte wohl möglich sein, mit dieser Methode bei Verwendung sehr reiner Metalle sehr genaue Messungen der Spannung derselben gegen destilliertes Wasser oder organische Flüssigkeiten zu machen; anderseits könnte sie auch zur Prüfung der Reinheit von Metallen oder metallischen Oberflächen Verwendung finden. Über die Möglichkeit, mit der gleichen Anordnung bequem und genau kleine Kapazitäten zu messen, soll nach Beendigung der entsprechenden Versuche später berichtet werden.

BESPRECHUNGEN.

R. Carnap, Physikalische Begriffsbildung. 8°. 66 S. Karlsruhe, G. Braun. 1926. M. 1.20.

Die Physik hat die Aufgabe, die Wahrnehmungen systematisch zu ordnen und aus vorliegenden Wahrnehmungen Schlüsse auf zu erwartende Wahrnehmungen zu ziehen. Sie geht dabei vom vorwissenschaftlichen Wahrnehmungserlebnis aus, schafft sich besondere dingliche (Apparate) und begriffliche Hilfsmittel und kommt so von der qualitativen Wahrnehmung zur quantitativen Feststellung und schließlich zum abstrakten, modernen Theorienzusammenhang.

I. Wahrgenommene Dinge und Eigenschaften.

Eine Dingeigenschaft ist eine Reaktionsweise; sie wird durch einen Bedingungssatz ausgedrückt. Der Sachverhalt, daß Körper, die in gewissen Eigenschaften übereinstimmen, sich auch in gewissen anderen Eigenschaften zu decken pflegen, ermöglicht die Aufstellung des Begriffes „Material". Aus der Zugehörigkeit eines Körpers zu einem bestimmten Material erschließen wir induktiv seine übrigen Eigenschaften. Dieses Verfahren entbehrt zwar der logischen Strenge, wird aber durch seine erfahrungsmäßige Bewährung legitimiert. Neben den Bedingungsverhältnissen, die gleichzeitige Dingeigenschaften verknüpfen, gibt es solche, die zeitlich aufeinanderfolgende Eigenschaften verbinden; indessen gebührt diesem keinerlei Sonderstellung, sondern der primitive Glaube, es handle sich um ein ähnliches Verhältnis (kausal. Verh.) wie zwischen der Regung eines Willens und dem Bewirkten, läßt sich durch die Analyse des Sachverhaltes leicht widerlegen.

II. Die physikalischen Größen.

Physikalische Messung bedeutet Zuordnung von Zahlen zu physikalischen Objekten. An Hand der Analyse des Temperaturbegriffes wird gezeigt, daß bestimmte qualitative Beziehungen zwischen den Objekten Voraussetzung für jene Zuordnung sind, und wie sich diese jenem qualitativen Verhalten anzupassen hat. Phy-

sikalische Größen sind lediglich durch die Angabe der Regeln zu definieren, nach denen jene Zuordnung erfolgt. Jede Größe wird bestimmt durch je fünf solcher Regeln: zwei topologische Festsetzungen über die Gleichheit und Ungleichheit der Größen und 3 metrische über die Wahl der Skalenform, des Nullpunktes und der Einheit. Beispiele dafür.

III. Das vierdimensionale Weltgeschehen.

Die raumzeitliche Festlegung eines Weltpunktes erfolgt im Schema eines vierdimensionalen Gebildes. Außerdem sind zehn weitere Größenangaben für die Zustandsbeschreibung des Punktes notwendig. In abstrakter Form ist daher das Naturgeschehen darstellbar als arithmetische Beziehung zwischen verschiedenen Reihen von je 14 Zahlen. Diese abstrakte Darstellung enthält dann freilich nichts mehr von den Qualitäten als solchen, aber sie enthält dieselben eben doch noch in der Möglichkeit der Rückübersetzung der quantitativen Aussagen ins Qualitative.

Die vorliegende Abhandlung des bekannten Verfassers wird wahrscheinlich je nach dem Standpunkt des Lesers eine sehr verschiedene Würdigung erfahren. Mancher Experimentalphysiker wird unter dem Thema vergebens ein Eingehen auf die Probleme erwartet haben, die in den Forderungen der experimentellen Heuristik an die Neubildung physikalischer Begriffe liegen. Vielleicht lag aber eine solche Untersuchung infolge des beschränkten Raumes gar nicht in der Absicht des Verfassers. Dagegen werden sowohl der theoretische Physiker als auch der Philosoph in der Abhandlung einen willkommenen Betrag zur logisch systematischen Untersuchung des fertigen physikalischen Begriffsgebäudes erblicken. R. Döpel.

F. Kohlrausch, Probleme der γ-Strahlung. (Sammlung Vieweg. Heft 87/88.) 8°. VIII u. 155 S. m. 27 Abbildungen. 1. Auflage. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1927. Geh. M. 10.—.

Das dem Andenken Franz Exners gewidmete Doppelheft der Sammlung Vieweg umfaßt ein Gebiet, das noch in vielen fundamentalen Fragestellungen trotz zahlreicher Bearbeitungen der Klärung bedarf. In wie hohem Maße dies der Fall ist, läßt der Autor schon durch die Wahl des Titels erkennen. Die Schwierigkeiten der hier vorhandenen Probleme liegen für die experimentelle Forschung darin begründet, daß stets ein Zusammenwirken verschiedenster Faktoren eintritt. Es ist sehr schwer eine übersichtliche, saubere Versuchsanordnung zu erzielen, und eine äußerlich gesehen vielleicht einfach erscheinende Anordnung erweist sich bei genauerer Analyse der Vorgänge als äußerst verwickelt und unzweckmäßig. Daher ist es für jeden Forscher, der γ-Strahlenvorgänge untersuchen will, besonders notwendig, eine Übersicht über die schon geleistete Arbeit durch Einsicht in die Literatur zu gewinnen, und hier sich einem Führer anvertrauen zu können, der wie der Autor des vorliegenden Werkes die Klippen und Gefahrenpunkte aus eigenster Erfahrung kennt, ist besonders wertvoll. Die Gliederung des Werkes ist aus den Überschriften der 10 Abschnitte zu ersehen: Einleitung und Überblick; γ-Strahlung und elektromagnetische Theorie; Lichtquantentheorie; Beobachtungen am einzelnen γ-Impuls; photoelektrische Bestimmung der γ-Wellenlänge; Wärmewirkung der γ-Strahlen; ionisierende Wirkung der γ-Strahlen; Absorption und Streuung; Sekundärstrahlung; Zusammenfassung. Die in den letzten Jahren von Ahmad, und Ahmad und Stoner publizierten Arbeiten schienen durch Übertragung von Gesetzmäßigkeiten aus dem Gebiet der Röntgenstrahlen auf die γ-Strahlen relativ einfache Zusammenhänge zwischen Absorption, Streuung und Wellenlänge aufzudecken. Kohlrausch zeigt, daß aber ein scharfer Gegensatz besteht zu den Ergebnissen von Thibaud und Skobelzyn. Eine sichere Wertung der Arbeiten ist unmöglich, weil einerseits Ionisationswirkungen, andererseits photographische Wirkungen zur Intensitätsbestimmung verwendet sind. Es ist aber zu hoffen, daß in nächster Zeit hier durch neue Arbeiten eine Klärung erfolgt. Ein kleiner Irrtum bei der Darstellung einer Arbeit des Referenten, der bei seiner Untersuchung des Comptoneffektes bei γ-Strahlen genau die gleiche Bleifilterung angewandt hat wie Compton, ist schon brieflich und durch Berichtigung in dieser Zeitschrift aufgeklärt worden.

Das Buch dürfte jedem, der sich über den neuesten Stand der γ-Strahlenfragen orientieren will, auch wegen der großen Vollständigkeit der benutzten Literatur von sehr großem Werte sein.

Gerhard Hoffmann.

R. Mecke, Leitfaden der praktischen Experimentalphysik für Vorlesung und Unterricht. Unter Mitwirkung von Anton Lambertz, mit einem Vorwort von H. Konen. 195 S. m. 162 Abb. Berlin, Julius Springer. 1926. Preis br. M. 9.60, geb. M. 10.80

In den großen Vorlesungen über Experimentalphysik wird den Hörern eine lange Reihe von eindrucksvollen Versuchen vorgeführt. Die Auswahl derselben und das Gerät, das man zu dem einzelnen verwendet, beruht meist auf Institutstradition — für einen speziellen Versuch wird jedes Jahr etwa ein bestimmtes, in der Vorlesungssammlung sorgfältig verwahrtes Stück Glasrohr verwendet, weil der Versuch erfahrungsgemäß mit diesem „am besten geht". Jeder Dozent weiß, daß es einen ganz erheblichen Arbeitsaufwand bedeutet, eine Experimentalvorlesung neu einzurichten oder auch nur einige Dutzend Versuche neu auszuprobieren. Es gibt zwar eine Reihe von Büchern, welche diese Mühe erleichtern — hier sei nur an das bekannte Werk von Weinhold (Physikalische Demonstrationen, 1022 Seiten) erinnert — doch berücksichtigen einige derselben nicht genügend die jetzt zur Verfügung stehenden modernen Hilfsmittel der Demonstrationsphysik; andere bevorzugen eine etwas zu breite Darstellung der Versuche auf Kosten der Reichhaltigkeit des Stoffes.

Es ist daher in hohem Maße zu begrüßen, daß Herr Mecke das vorzügliche Vorlesungsmanuskript von Prof. Konen ausarbeiten und veröffentlichen durfte. Das vorliegende Buch, ein unveränderter Sonderabdruck aus Band 1 des Scheelschen Handbuches der Physik, enthält auf 191 Seiten 533 Versuche aus allen Kapiteln der Physik. Jeder Versuch ist in vorzüglich knapper Form beschrieben, es ist gerade so viel angegeben, daß der Physiker Bescheid weiß. Allbekannte Versuche sind nur erwähnt (z. B. die mit der Schwungmaschine ausführbaren), bei komplizierten sind die bestehenden Schwierigkeiten nicht verschwiegen. Auch die zeitraubende Aufgabe, das für eine Vorlesung geeignete Material an Zahlen und Formeln aus Lehrbüchern und Tabellenwerken zusammenzustellen, hat der Autor dem Leser in dankenswerter Weise abgenommen; diese Daten sind einzelnen Versuchen bei-

gefügt. Es sei hier z. B. auf die Tabellen über Tonintervalle, Tonleitern und Schwingungszahlen S. 40/41 hingewiesen. — Das Buch ist mit 162 Figuren geschmückt, die zum größten Teil von Herrn Lambertz gezeichnet wurden. Von der Mehrzahl derselben sollen Diapositive hergestellt werden, die dann durch den Verfasser bezogen werden können. Besonders hübsch sind die Photographien von Bandenspektren und die Interferometeraufnahmen von Neon- und Eisenlinien.

Es sei gestattet, einige „nicht alltägliche" Versuche anzuführen: 75. Diffusion von Chloroform und Äther durch eine Wasserschicht hindurch. — 98. Magnuseffekt. — 144. Objektive Demonstration des Pyrometers nach Holborn-Kurlbaum. — 211. Bahnen von α-Teilchen. — 231 237. Eine schwach brennende Glühlampe mit Eisen-Vorschaltwiderstand leuchtet hell, wenn der Widerstand mit flüssiger Luft gekühlt wird und erlischt, wenn man ihn im Bunsenbrenner erhitzt. — 301. Johnson-Rahbek-Effekt. — 310. Galvanis Froschschenkelversuch. — 405. Photoeffekt an der Neon-Glimmlampe. — 457. Katakaustik am Zylinderspiegel. — 491. Objektive Darstellung der Abbeschen Abbildungstheorie. — Dagegen dürften die kleinen Abhandlungen über die Wirkungsweise von Luftpumpen, von Wärmekraft- und Elektrisiermaschinen etwas aus dem Rahmen des Buches herausfallen.

Herr Konen leitet das Buch durch einen eindrucksvollen Artikel über das Ziel und den Rahmen der Vorlesungsversuche ein.

Man wird dem vom Verlag gediegen ausgestatteten Werk eine gute Aufnahme wünschen.

v. Angerer.

H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen. Herausgegeben von F. Hauser. 6. Auflage. 122 Seiten, 79 Figuren. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1926. Broschiert M. 6.—, geb. M. 7.50.

Frühere Auflagen des trefflichen Leitfadens, den uns Ebert vor gerade 40 Jahren geschenkt hat, wurden in dieser Zeitschr. **6**, 189, 1905 und **14**, 1310 1913 besprochen. Das Buch hat sich längst einen festen Platz in der Bibliothek des praktischen Physikers erobert und bedarf kaum einer weiteren Empfehlung. — Bei der neu vorliegenden 6. Auflage, die wieder von Herrn Hauser bearbeitet wurde, ist die bewährte Einteilung in fünf Übungsstufen beibehalten worden. Es scheint ganz interessant, eine Parallele zu ziehen zwischen dem Ebertschen Buch und dem vor drei Jahren erschienenen ausführlichen „Lehrbuch der Glasbläserei" von Woytacek: Das letztere wendet sich vorzugsweise an den Glasbläser, den Instrumentenmacher, der mit seiner Kunst Geld verdienen will. Das Ebertsche Buch dagegen ist von einem Physiker geschrieben, der die besonderen Bedürfnisse des Physikers und Chemikers kennt. Es behandelt daher auch spezielle Apparate, z. B. Normalelektroden, Thermostaten, auch die Einkittung von Planplatten und Elektroden, womit sich der „gelernte" Glasbläser kaum abgeben wird. Ebenso erscheint es sehr richtig, wenn dem Leser geraten wird, manche Stücke, die der Ungeübte erfahrungsgemäß doch nicht zufriedenstellend fertig bringt (etwa Glasrohrspiralen), fertig zu kaufen.

Der Referent bedauert dagegen, daß die Bearbeitung von Quarzglas und die modernen Einschmelzmethoden (z. B. von Kupferrohr nach Houskeeper) nicht besprochen werden, und ist auch nicht ganz damit einverstanden, daß die Adsorption an gekühlter Kokoskohle „bei weitem das wirksamste Mittel um hohe Vakua zu erzeugen" darstellt. v. Angerer.

Col. Gifford, Lens computing by trigonometrical trace. 8°. XII u. 81 S. Mit Abb. London, Macmillan & Cie. Ltd. 1927. sh 7/6 = M. 7.50.

Das vorliegende kleine Büchlein füllt insofern eine Lücke in der Literatur der angewandten geometrischen Optik aus, als ein ausgesprochenes Lehrbuch für dieses Fach noch nicht existiert. In 10 Kapiteln werden zunächst die Grundlagen der geometrischen Optik dargelegt, dann folgt die Berechnung von Achromaten, verkittet und unverkittet, sowie von Okularen und Umkehrsystemen. Einige Abbildungen und viele Rechenbeispiele versuchen das kurz und klar Dargelegte leichter verständlich zu machen; einige Anhänge bringen die Durchrechnuug eines Apochromaten und recht lehrreiche Beispiele für die Abhängigkeit der Ergebnisse vom benutzten Rechenhilfsmittel (Rechenmaschine, Logarithmentafel). Für deutsche Verhältnisse ist die Bezeichnungsweise ungewohnt, aber immerhin leicht merkbar. Leider entspricht die Errechnung der Fehler nicht immer unseren gründlicheren deutschen Gewohnheiten; der Farbenfehler wird z. B. nur für die Zone berechnet und behoben, die Art und Weise der Einführung des Achsenstrahls erscheint eigenartig. Die Fehler schiefer Büschel sind nicht behandelt worden, auch die Sinusbedingung könnte ausführlicher besprochen werden. Bei der Gestalt der angegebenen Beispiele ist auf einfachste Radienverhältnisse Rücksicht genommen worden uud die Glaswahl so durchgeführt, daß die erste Rechnung bereits die Lösung der Aufgabe darstellt. Der Verlauf einer Korrektion von der ersten rohen Anrechnung bis zur Feinkorrektur ist leider nicht gebracht worden. Das handliche Buch kann mangels eines entsprechenden deutschen Werkes als Einführung in die angewandte geometrische Optik mit dem Vorbehalt empfohlen werden, daß es wohl die Denkweise dieser Disziplin zu vermitteln imstande ist, die bei uns geübte Methode exakter Korrekturen aber nicht ausführlich genug behandelt. Klughardt.

Angebote.

Junger Physiker

in Anfangsstellung für wissenschaftliche Laboratoriumsarbeiten sofort gesucht

Ausführliche Angebote mit Lichtbild an

Phönix Röntgenröhrenfabriken A.-G. Rudolstadt i. Th.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. L. Aaschütz für Chemie, an der Universität Graz Dr. Alexander für organische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Hermann Mark zum nichtbeamteten a. o. Professor ebenda, der a. o. Professor an der Hochschule für Bodenkultur in Wien Dr. Milan Joseph Stritar zum ord. Professor der Chemie ebenda, Dr. J. M. Kolshoff von der Universität Utrecht zum Professor für analytische Chemie an der Universität in Minneapolis.

Ehrung: Dem Direktor des Kryogenen Laboratoriums der Universität Leiden Professor Dr. W. H. Keesom von der Technischen Hochschule Warschau der Titel Dr. rer. techn. h. c. verliehen.

Gestorben: Der frühere Professor für Chemie an der Universität Sydney Dr. A. Liversidge.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.